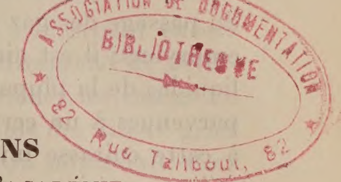
ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 JUILLET 1955.

PRÉSIDENCE DE M. ARMAND DE GRAMONT.



MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur PAUL BECQUEREL, *Correspondant pour la Section de Botanique* (1879-1955),

par M. **RAOUL COMBES**.

PAUL BECQUEREL, petit-fils d'Edmond Becquerel, et neveu d'Henri Becquerel, né à Paris le 14 avril 1879, est mort à Évian le 22 juin 1955. Il avait été élu correspondant de l'Académie des Sciences pour la Section de Botanique le 29 octobre 1945.

Licencié ès-sciences naturelles en 1903, docteur ès-sciences en 1907, assistant à la Faculté des Sciences de Paris dès cette même année, il était nommé professeur de Botanique à la Faculté des Sciences de Poitiers en 1927. Il devait occuper cette chaire jusqu'au jour de sa retraite.

Ses premières recherches, commencées en 1904, furent orientées vers la Physiologie végétale, et pendant 50 ans elles portèrent pour la plus grande part sur les caractères physiques, chimiques, biologiques, ainsi que sur la structure, de la matière vivante végétale lorsqu'elle se trouve en état d'activité ralentie ou suspendue, soit par suite de l'évolution normale des tissus ou celle des cellules — graines, spores — soit sous l'action d'une privation d'eau, d'oxygène ou sous l'influence des basses températures.

A l'époque où débutèrent ses recherches, deux conceptions se trouvaient en présence pour expliquer la permanence de la vie dans les tissus des graines mûres, où toute manifestation active paraît supprimée; certains physiologistes, et parmi eux Claude Bernard, retenant que ces organes sont capables de se conserver en vie au cours de séjours dans des gaz toxiques, ou dans l'alcool absolu, les anesthésiques, les solutions alcooliques de bichlorure de mercure, que les échanges gazeux avec l'atmosphère extérieure paraissent être arrêtés, admettaient que la vie s'y trouvait

suspendue; ils considéraient les graines mûres comme en état de vie latente. Pour d'autres, Van Tieghem, Gaston Bonnier, elles se trouvaient seulement en état de vie ralentie; les échanges gazeux y sont faibles mais ne sont pas totalement arrêtés; le dosage du gaz carbonique et de l'oxygène permet de les mettre en évidence.

Paul Becquerel entreprend tout d'abord l'étude des conditions physiques du passage des gaz à travers les téguments de la graine et à l'intérieur des embryons; il est ainsi amené à constater l'imperméabilité aux gaz et aux liquides de la plupart des téguments des graines lorsque ces dernières sont parvenues à un certain état de déshydratation. Il montre que c'est grâce à cette cuirasse imperméable, isolant les parties vivantes des graines du milieu extérieur, que ces dernières peuvent résister au séjour dans les gaz et les liquides toxiques, et non parce que la vie est suspendue dans les embryons. Privées de leur tégument protecteur, les graines sont rapidement tuées par les corps toxiques.

Mais il est possible de suspendre expérimentalement les phénomènes de la vie, et Paul Becquerel en donne de multiples démonstrations en opérant sur des graines, des spores de Fougères, de Mousses, de Champignons, sur des Bactéries, des grains de pollen, des Algues unicellulaires, et même sur certains animaux réviviscents : Anguillules, Rotifères, Infusoires, kystes d'amibes. Il y parvient en les soumettant à une déshydratation aussi complète que possible, en présence de baryte anhydre, sous le vide. Ainsi, privés de la plus grande partie de leur eau, ces différents organismes ou parties d'organismes peuvent supporter pendant plusieurs heures, sans être tués, des températures de — 253° dans l'hydrogène liquide et même de — 269° dans l'hélium liquide. Après avoir été soustraits au froid et réhydratés, ils reprennent leur activité. Il était ainsi établi qu'il est possible de suspendre les phénomènes de la vie sans provoquer la mort; le protoplasme de certains végétaux et de quelques animaux, lorsqu'il est passé à l'état solide par déshydratation, peut, en effet, conserver dans le vide, à basse température, et à l'abri de la lumière, la propriété de revivre.

En 1906, Paul Becquerel s'intéresse à la durée de la vie chez les graines conservées après dessiccation naturelle. Des données diverses avaient été publiées sur la longévité extraordinaire de semences trouvées dans de très anciennes sépultures, dans le sol ou dans des herbiers, mais sur l'âge desquelles les auteurs étaient insuffisamment renseignés. Becquerel détermine le pouvoir germinatif de graines appartenant aux collections du Muséum d'histoire naturelle et dont l'âge, compris entre 25 et 135 ans, était rigoureusement établi. Sur plus de 500 espèces de graines essayées, 23 seulement produisirent des germinations, 18 Légumineuses, dont la plus âgée avait 87 ans, 3 Nélombiées, âgées de 18 à 56 ans, 1 Malvacée,

de 64 ans, et 1 Labiée de 77 ans. Toutes les autres avaient perdu leur pouvoir germinatif. Au cours de nouvelles expériences effectuées en 1933, il put obtenir la germination de deux graines de *Cassia multijuga* âgées de 158 ans. Il attribue ces phénomènes de longévité exceptionnelle au fait que les tissus de ces graines avaient subi une forte déshydratation et que leur tégument épais était imperméable à l'air.

De 1937 à 1939 dans une autre série de recherches concernant encore la structure du protoplasma végétal, Paul Becquerel entreprend de déterminer l'effet du gel sur les cellules végétales, de rechercher les causes de la mort par le froid et d'expliquer par quel mécanisme les tissus gelés peuvent continuer à vivre après avoir subi le dégel. On admettait alors que la mort après le gel était due à une déshydratation accompagnée de plasmolyse. En déterminant le gel à — 190° dans l'azote liquide, Paul Becquerel constate que les cellules traitées ont perdu leur turgescence mais ne présentent pas de phénomène de plasmolyse. Sous l'action du froid le protoplasma et le noyau se transforment en gels spongieux opaques et laissent exsuder une partie de leur eau. C'est un phénomène de synérèse et non de plasmolyse que détermine le gel. Au moment du dégel, si les particules colloïdales ne peuvent reprendre leur liaison avec l'eau, elles s'agglutinent en grosses micelles, il y a coagulation et le cytoplasme meurt; chez certains tissus, capables de perdre rapidement leur eau, et dont la concentration du suc vacuolaire est élevée, les colloïdes vivants parviennent à reprendre leur eau au moment du dégel, la réversibilité de la synérèse devient possible et elle permet la survie des organes.

On doit à Paul Becquerel d'autres travaux dont nous ne pouvons que mentionner brièvement les résultats.

Il établit que les spores de Bactéries et de Champignons qui résistent si facilement à la déshydratation la plus poussée et aux basses températures voisines du zéro absolu, sont rapidement tuées par les radiations ultraviolettes.

Les Mousses cultivées sur un milieu minéralisé et glucosé peuvent continuer à vivre, et même à croître, dans des tubes où un vide partiel a été réalisé. Elles produisent de l'oxygène et de l'azote et parviennent à subsister dans ces conditions pendant plusieurs années.

Citons encore ses recherches sur la nutrition minérale des Mousses développées en culture pure, son étude de la nécrobiose cellulaire effectuée grâce à un mélange colorant qu'il a mis au point, son travail sur l'évolution vasculaire chez les plantules de Lupin, qui le conduit à adopter et à défendre la théorie de Gustave Chauveaud, ses expériences sur les variations brusques chez les Zinnias, son étude des sécrétions de la racine de Lin, qui se montrent toxiques pour cette plante et inactives pour le Blé, le Colza, la Luzerne, le Lupin.

Paul Becquerel a enrichi de faits nouveaux importants nos connaissances sur des états très particuliers de la matière vivante végétale, ces faits se rattachant étroitement au grand problème de la conservation de la vie dans la matière. En 1915, il reçut de notre Académie le prix de Physiologie végétale de Rufz de Lavison, dont il fut le premier titulaire.

HYDRAULIQUE. — *Influence de la forme des éléments de batardeau sur leur descente en eau vive.* Note de MM. **Léopold Escande** et **Louis Castex**.

Cette influence est très grande et la réduction des surfaces horizontales améliore la descente.

Nos premières expériences sur la descente en eau vive des éléments de batardeau ont mis en évidence [1] le fait que les forces verticales agissant sur les treuils de manœuvre atteignent parfois le triple du poids de l'élément et sont soumises, dans certains cas, à des fluctuations brusques et violentes.

Nous avons étudié l'influence de la forme du batardeau sur ces efforts anormaux et ces secousses brutales.

Les essais, effectués sur huit formes différentes de l'élément, ont souligné l'importance de ce facteur et le très grand intérêt de réduire le plus possible les surfaces horizontales.

En particulier, avec le batardeau B-4 (*fig.* 1), de poids 27 t, les secousses subies par l'élément ont provoqué plusieurs ruptures de câble et ont nécessité, de ce fait, la modification du dispositif de suspension : les mesures n'ont pu être effectuées qu'au point fixe (*fig.* 2), l'élément de batardeau étant suspendu à des hauteurs $h = 2$ m, puis $h = 4$ m au-dessus du fond du canal, pour un tirant d'eau amont toujours fixé à 8,40 m (valeurs ramenées à l'ouvrage réel cinq fois plus grand que le modèle étudié). La figure 3 donne l'effort maximum enregistré par l'anneau dynamométrique, lors des secousses subies par le batardeau, en fonction de la vitesse d'attaque. Les valeurs atteintes, très élevées, s'expliquent par l'ampleur des déplacements de l'élément; ceux-ci atteignent 3,50 m à l'échelle du batardeau réel (0,70 m sur le modèle) : l'élément se soulève spontanément, reste quelques instants en équilibre, puis retombe violemment en tendant brusquement les câbles qui sont alors soumis à un effort dynamique très élevé.

Si, au moyen de larges évidements, on réduit au minimum la surface

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1291.

horizontale de l'élément B-4, qui devient alors l'élément B-6 (*fig.* 1), de poids 22,5 t, on élimine ce phénomène, et il est alors possible d'enre-

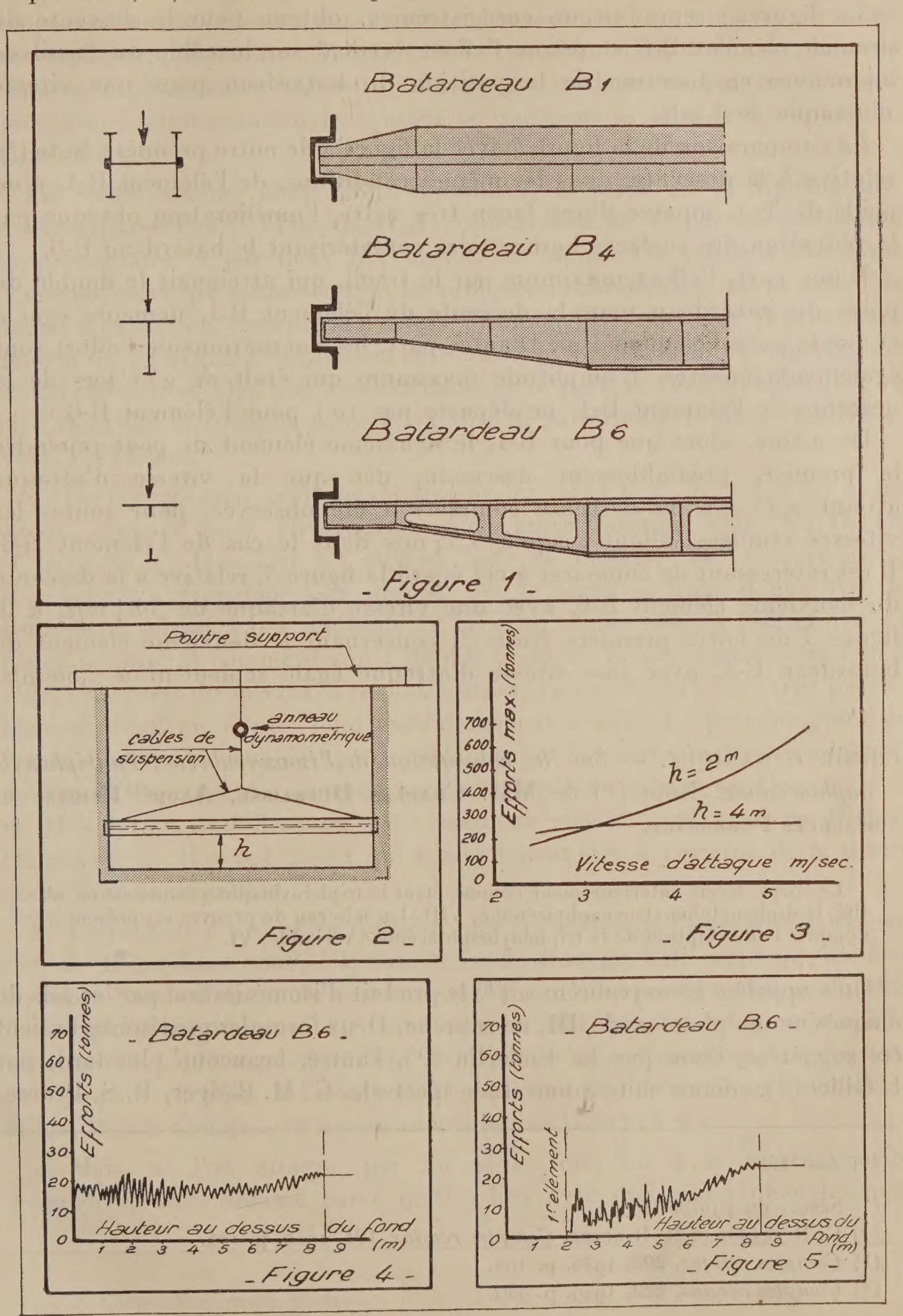


Figure 1

Figure 2

Figure 3

Figure 4

Figure 5

gistrer les efforts, d'une manière continue, à l'aide du dispositif déjà décrit dans notre première Note ([2]).

La figure 4 reproduit un enregistrement obtenu pour la descente du premier élément B-6 et donne l'effort vertical sur le câble du treuil de manœuvre en fonction de la position du batardeau pour une vitesse d'attaque de 3 m/s.

La comparaison de la figure 4 avec la figure 2 de notre première Note ([2]), relative à la descente, dans les mêmes conditions, de l'élément B-1, d'un poids de 32 t, montre d'une façon très nette, l'amélioration obtenue par la réduction des surfaces horizontales caractérisant le batardeau B-6.

D'une part, l'effort maximum sur le treuil, qui atteignait le double du poids du batardeau pour la descente de l'élément B-1, demeure égal à ce poids pour l'élément B-6. D'autre part, les fluctuations de l'effort sont également réduites. L'amplitude maximum qui était de 25 t lors de la descente de l'élément B-1, ne dépasse pas 10 t pour l'élément B-6.

De même, alors que pour B-1, le deuxième élément ne peut rejoindre le premier, préalablement descendu, dès que la vitesse d'attaque atteint 2,25 m/s, la descente complète a été observée, pour toutes les vitesses étudiées, allant jusqu'à 3,34 m/s dans le cas de l'élément B-6. Il est intéressant de comparer à cet égard la figure 5, relative à la descente du deuxième élément B-6, avec une vitesse d'attaque de 3,34 m/s, à la figure 3 de notre première Note ([2]) concernant le deuxième élément de batardeau B-1, avec une vitesse d'attaque égale seulement à 2,50 m/s.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la constitution de l'isooxyrubrène. La triphénylnaphtacénone*. Note (*) de MM. **Charles Dufraisse, André Étienne** et **Jacques Perronnet.**

Le corps décrit antérieurement comme étant la triphénylnaphtacénone est en réalité, la diphénylphénylènenaphtacénone, VIII. Un faisceau de preuves est présenté, y compris la description de la triphénylnaphtacénone véritable, VI.

On a appelé « isooxyrubrène » ([1]) le produit d'isomérisation par les sels de magnésium du photooxyde, III, de rubrène. Deux formules provisoires avaient été suggérées, l'une par L. Enderlin ([2]), l'autre, beaucoup plus tard, par I. Gillet ([3]), comme suite à une étude spectrale. G. M. Badger, R. S. Pearce,

---

([2]) *Loc. cit.*

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) C. Dufraisse et M. Badoche, *Comptes rendus*, 191, 1930, p. 104.

([2]) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 192.

([3]) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 936.

H. J. Rodda et I. S. Walker ([4]) ont présenté, il y a peu, une nouvelle formule, II. Leurs arguments nous paraissent entièrement probants et nous adoptons leurs conclusions sans réserves. Un seul point nous a paru réclamer une étude supplémentaire. Il s'agit de la transformation de l'isooxyde en la triphénylnaphtacénone, VI, sous l'influence de l'acide sulfurique, réaction que nous avons estimée anormale, d'après ce que nous savions de la chimie des rubrénoïdes.

En réalité, comme nous allons le montrer, le corps est la diphénylphénylènenaphtacénone, VIII, $C_{36}H_{22}O$, qui diffère de VI par une cyclisation supplémentaire et par deux hydrogènes en moins. On retombe alors dans la norme, en ce qui concerne, tant les propriétés rubrénoïdes, que la notion de degrés d'oxydation, puisque la nouvelle formule, VIII, dérive de II sans changement de ses degrés d'oxydation; autrement, la formation de VI exigerait une action réductrice, bien peu vraisemblable de la part de l'acide sulfurique, ou bien alors elle mettrait en cause la validité de la formule II pour l'isooxyde. Voici nos raisons.

a. La composition centésimale trouvée (C = 91,6 %, H = 4,7 %) cadre mieux, surtout pour l'hydrogène, avec notre formule VIII, $C_{36}H_{22}O$, (C = 91,88 %, H = 4,71 %) qu'avec celle de Badger, VI (C = 91,49 %, H = 5,12 %). Signalons à ce propos, que le corps en litige donne avec le benzène un solvate à une molécule de benzène, stable jusqu'à 120° et dont la fusion se produit comme il suit : double point de fusion instantanée, l'un à 184°, avec perte du solvant et resolidification, l'autre à 244°. Le corps préalablement désolvaté à 140° fond instantanément à 245°. Le premier point de fusion du corps solvaté n'est perceptible que par la technique de détermination *au bloc de Maquenne*. La composition centésimale du solvate est C = 91,94 % et H = 5,14 %, chiffres en bien meilleur accord avec ceux de Badger (C = 91,9 %, H = 5,3 %) et qui seraient peut-être à l'origine de la divergence avec nos résultats.

b. Le produit d'hydrolyse régulière par les acides de l'isooxyde II, est, au lieu de la naphtacénone, VI, son dérivé hydroxylé, VII, corps que Badger a préparé, mais d'une toute autre manière (oxydation permanganique du phénoxytriphénylnaphtacène, I). Nous avons établi que cette hydroxynaphtacénone VII se formait effectivement et même avec d'excellents rendements (85 %) par hydrolyse de l'isooxyde, II, à la condition de n'utiliser qu'un acide faible, l'acide acétique, et encore adouci par de l'eau (15 %).

c. Mais, si l'on attaque par un acide fort, on a le réarrangement « pseudo », ainsi nommé parce qu'il a lieu avec cyclisation phénylénique,

---

([4]) *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 3151.

comme celui qui donne le pseudorubrène ([5]), V, par traitement aux acides forts ([6]) du rubrène ou tétraphénylnaphtacène.

Effectivement, comme nous le supposions, traitée par les acides forts (SO_4H_2 7 % en acide acétique au reflux), l'hydroxynaphtacénone, VII, se transforme intégralement par perte d'eau, donc avec cyclisation, en phénylènenaphtacénone, VIII, identique au produit de Badger.

L'ensemble des deux réactions, II → VII et VII → VIII, est une démonstration du mécanisme en deux stades qui explique le passage apparemment direct II → VIII par l'acide sulfurique concentré.

([5]) C. Dufraisse et G. Amiard, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 695; *Bull. Soc. Chim.* (5), 12, 1945, p. 1044.

([6]) T. Moureu, C. Dufraisse et G. Berchet, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1085; C. Moureu, C. Dufraisse et L. Enderlin, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 673.

d. Pour confirmer la constitution proposée VIII et plus spécialement pour y démontrer la présence de l'enchaînement phénylénique, on a rattaché le corps, par des transformations régulières, à deux autres produits dans lesquels cette particularité de structure est certaine.

Le corps VIII se forme par thermolyse du « pseudooxyrubrène », IV, hydroperoxyde obtenu lui-même par Enderlin (7) dans l'action de l'acide sulfurique sur le photooxyde III. Ce composé, dont nous avons démontré la structure phénylénique par hydrogénation (BH_4K) en pseudorubrène, V, subit la scission classique des hydroperoxydes en phénol et cétone VIII.

D'autre part, cette cétone VIII donne avec le phényllithium le carbinol IX, phénylène-9.12 triphényl-9.10.11 hydroxy-10 dihydro-9.10 naphtacène, $C_{42}H_{28}O$, F_{inst} 304-305°, facilement transformable par cyclisation supplémentaire, avec perte d'eau, en l'hydrocarbure bien connu (8), (9), X, (diphénylène-9.12.10.11 diphényl-9.10 dihydro-9.10 naphtacène).

e. On n'a pas manqué de préparer la triphénylnaphtacénone véritable, $C_{36}H_{24}O$, VI. Elle s'obtient régulièrement dans l'hydrolyse du phénoxytriphénylnaphtacène, I, par reflux dans l'acide acétique contenant 1 % HCl. C'est un corps jaune pâle, F_{inst} 197-198° (benzène-cyclohexane), donnant dans le benzène pur un solvate à une molécule de solvant (1re F_{inst} 180-182°, avec perte du solvant, et 2e F_{inst} 197-198°).

f. Enfin, les comparaisons des spectres d'absorption confirment les relations de structures entre les divers corps énumérés. En particulier VI et VII ont des spectres voisins, très différents de ceux des dérivés monocyclisés, triphénylés, IV, V et IX, dont les courbes forment un deuxième groupe également très homogène. Quant à la cétone VIII, comme on devait s'y attendre, son spectre la met nettement à part des deux.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Types de courbes planes et de surfaces.* Note de M. **Georges Bouligand.**

1. Au-delà des questions traitées en deux Notes récentes (1), la présente rapproche dans un espace euclidien E_2 ou E_3 des problèmes de nature ou *métrique* ou *affine*. Pour λ réel donné, soit dans E_3 une surface $S(\lambda)$ enveloppe d'un plan $O\vec{m}.\vec{n} = h(u, v)$, normal au vecteur unitaire $\vec{n}$, avec la condition

$$\lambda h + \operatorname{div}\left(\overrightarrow{\text{grad}}\, h\right) = 0.$$

(7) L. Enderlin, *Comptes rendus*, **197**, 1933, p. 691.

(8) C. Dufraisse et M. Badoche, *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 63.

(9) C. Dufraisse et L. Enderlin, *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 183; C. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 3, 1936, p. 1857.

(1) G. Bouligand, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2103 et 2276.

Les $S(\lambda)$ se caractérisent aussi par la relation $R(\lambda)$ suivante

$$R(\lambda) \qquad 2\overrightarrow{MK} = (\lambda - 2)\overrightarrow{OH},$$

où M est le point de contact de ce plan, sur lequel O se projette orthogonalement en H et où K est milieu des centres de courbure principaux en M. Dans E_2, si l'on appelle K le centre de courbure d'une ligne $C(\lambda)$, la même $R(\lambda)$ introduit une classe connue de courbes, contenant avec les épi-, hypo-cycloïdes, certaines spirales ([2]).

2. On peut en outre, à partir d'une figure *convexe* de frontière γ et de centre O, étendre $R(\lambda)$ en réalisant entre γ d'une part, $C(\lambda)$ ou $S(\lambda)$ de l'autre, une correspondance Π par tangentes ou plans tangents parallèles, où μ sera l'image de M sur γ. Le vecteur $\overrightarrow{MK}$ d'abord normal à C ou S en M sera maintenant sur la parallèle menée par M à $O\mu$ et aura pour extrémité K ou bien le point de contact de cette droite avec son enveloppe dans E_2, ou bien le milieu des deux points de contact réels dans E_3. D'où nouveau sens donné à $R(\lambda)$. En posant $\lambda - 2 = 2c$, on a dans le plan l'équation différentielle linéaire en h,

$$(\mathrm{ed}) \qquad \frac{h + h''}{h} + c\,\frac{\delta + \delta''}{\delta} = 0$$

dont le second terme, donné avec γ, est fonction périodique (période π) et positive avec c de l'angle θ de $\vec{n}$ et d'un vecteur fixe. Malgré le choix d'un repère orthogonal, apparaît ici l'invariance affine du problème (Pr) traduit par (ed), imposant à une $C(\lambda)$ liée à γ par Π d'être telle que la limite du rapport d'un arc Δs de $C(\lambda)$ et de son image $\Delta\sigma$ de γ, quand Δs tend vers zéro, ait la valeur $-ch/\delta$. Ce (Pr) relève de la théorie connue des équations $h'' + h\varphi(\theta) = 0$ (cas de $\varphi > 0$ et de périodicité π), permettant par exemple de majorer c pour que toute solution h reste bornée ([3]). Mieux vaut d'abord appliquer, au cas où $c\,(> 0)$ croît à volonté, la majoration usuelle de la distance entre deux zéros consécutifs de h, donnant pour $C(\lambda)$ des tangentes de rebroussement consécutives qui passent par O. Sur l'arc $\overset{\frown}{AA'}$ ainsi décrit de $C(\lambda)$, la tangente tourne toujours dans le même sens et d'un angle qui tend vers zéro avec $1/c$. L'arc image de $\overset{\frown}{AA'}$ sur γ tend aussi vers zéro ; de cette image, on revient à $\overset{\frown}{AA'}$ en donnant un de ses éléments de contact. Dès lors, pour p fixé, un système de p arches successives de $C(\lambda)$, étudié quand c grandit, subit l'arbitraire permis dans le tracé de γ, aux p arcs associés à ces arches, et qui pourraient

---

([2]) G. Bouligand et G. Rabaté, *Initiation aux méthodes vectorielles*, Paris, 1927, p. 123-125.

([3]) R. Bellman, *Stability theory of differential equations*, New York, 1953, p. 123 (théorème 11).

par exemple être empruntés à p ellipses de centre O, tout en assurant à γ une tangente continue.

3. Dans E_3, l'équation (ed) fait place à une autre (ED), aux dérivées partielles, qui est elle aussi linéaire en h et de type elliptique, vu la convexité admise pour γ. En prenant pour S et γ les enveloppes des plans

$$z = Ux + Vy - f(U, V) \qquad \text{et} \qquad z = Ux + Vy - \varphi(U, V)$$

cette (ED) pourrait se traduire en la condition linéaire en f que voici

$$\varphi\left(\frac{d}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=0} \mathcal{H}(f + \varepsilon\varphi) + 2cf\mathcal{H}(\varphi) = 0$$

en notant ε un paramètre indépendant des autres variables et $\mathcal{H}$ le hessien. Revenant aux variables u, v et à la fonction h, on a la forme finale de (ED), en posant

$$U = -\operatorname{tg} u \cos v, \qquad V = -\operatorname{tg} u \sin v, \qquad f\cos u + h = \varphi \cos u + \eta = 0.$$

La fonction h provenant de f ne se sépare plus de celle η provenant de φ; d'ailleurs (ED) n'est pas linéaire en η. En outre, l'extension affine (ED)′ de (ed) par la limite du rapport de deux aires aux diamètres infiniment petits, associées par II sur S et sur γ, et avec invariance par les homothéties de centre O, est distincte de (ED) et non-linéaire en h comme en η : si bien que les propriétés des $C(\lambda)$ induisent vers d'autres concernant soit (ED), soit (ED)′. Les propriétés qualitatives les plus apparentes des solutions de (ED), dans la voie qui précède, se rapportent à leurs arêtes de rebroussement AR et aux aspects limites afférents pour c tendant vers $+\infty$. Soit $h(u, v)$ une solution de (ED) provenant d'une $f(U, V)$. Chaque portion connexe d'une AR de la $(S(\lambda)$ correspondante se déduit d'un composant du lieu L des points paraboliques de la surface $W = f(U, V)$ dans l'espace (U, V, W).

Or, s'il est plausible que la projection de L sur le plan $W = 0$, pour c infiniment grand, se resserre indéfiniment dans toute une aire du plan des (U, V), c'est-à-dire qu'il y ait une région de ce plan dont chaque point, quand $1/c$ tend vers zéro, soit à distance infiniment petite de L, un tel énoncé resterait à valider. La difficulté dépasse ici, de beaucoup, celle d'obtenir la même propriété pour le lieu L_0 défini par $f = 0$ dans le plan $W = 0$, c'est-à-dire l'ensemble des lignes nodales. Pour les surfaces S_α des Notes précédentes, qui répondent au cas où γ est une sphère, on atteint ce dernier résultat par une méthode que j'ai déjà signalée [4], mais qu'il faudrait étendre en prenant pour γ une surface convexe quelconque centrée en O. Bien que la non-linéarité du hessien complique la recherche analogue pour L, j'en souligne l'importance, *à la liaison de la géométrie différentielle classique et de l'analyse des petites vibrations des membranes.*

---

[4] G. Bouligand, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 63.

4. Une dernière propriété : l'image sur γ d'une portion de $S(\lambda)$ d'aire bornée, de paratingent partout plan et telle que la quantité $1/h$ et la longueur de son bord soient aussi bornées est d'aire infiniment petite.

CYTOLOGIE INFRAMICROSCOPIQUE. — *Constitution inframicroscopique des cils vibratiles des bronchioles du poumon des Mammifères.* Note de MM. **Albert Policard, André Collet** et Mme **Lucette Giltaire-Ralyte** [1].

Étude de la structure inframicroscopique des cils bronchiolaires. Présence d'un ensemble de 11 filaments inframicroscopiques. Organisation de la tige intracellulaire d'insertion des cils.

Dans un cil vibratile, la cytologie classique distingue deux parties : le cil proprement dit, ou « tige ciliaire », et la « granulation basale » sur laquelle s'insère la tige. Des observations au microscope électronique sur l'organisation inframicroscopique des dernières bronchioles du poumon du Rat nous ont permis d'apporter diverses précisions sur la structure des cils bronchiolaires.

Résultats. — I. La tige du cil (diamètre 0,15 à 0,2 μ) est constituée par un cylindre régulier de cytoplasma limité en dehors par une membrane très mince (100 Å environ). En dedans de celle-ci se trouve un système de huit à neuf filaments très réguliers, très fins (diamètre 300 Å), très denses aux électrons, tous parallèles entre eux et régulièrement espacés. Sur une coupe transversale d'un cil, on voit que ces filaments sont disposés en couronne sous la membrane, autour de la cavité centrale du cil.

Au centre du cil s'observe un groupe de deux filaments axiaux très fins (diamètre 300 Å environ), très denses et constamment accolés entre eux, ce qui donne à leur coupe transversale la forme allongée d'un ellipsoïde. Entre tous ces filaments se trouve une substance très claire, sans structure figurée apparente.

La figure ci-dessous donne une vue schématique de cette disposition, assez difficile à saisir souvent.

II. Le cil pénètre dans l'intérieur du cytoplasma cellaire. Dans la cellule, le cil apparaît, à un grossissement relativement faible (6 000), comme un bâtonnet continuant le cil, approximativement du même diamètre que lui (0,1 à 0,2 μ), mais beaucoup plus dense et, pour cela, apparaissant dans ces conditions comme une formation pleine.

A une résolution plus forte, sa constitution générale apparaît (voir *figure*). La périphérie est marquée par une membrane très mince (150 Å). En dedans,

[1] Travail fait avec la collaboration technique de Christiane Reuet et Claudine Desfosset.

se trouvent les prolongements des huit ou neuf filaments de la tige ciliaire. Au centre, le double filament est réduit à un seul beaucoup plus ténu (diamètre 100 Å). Entre les filaments périphériques et celui de l'axe est

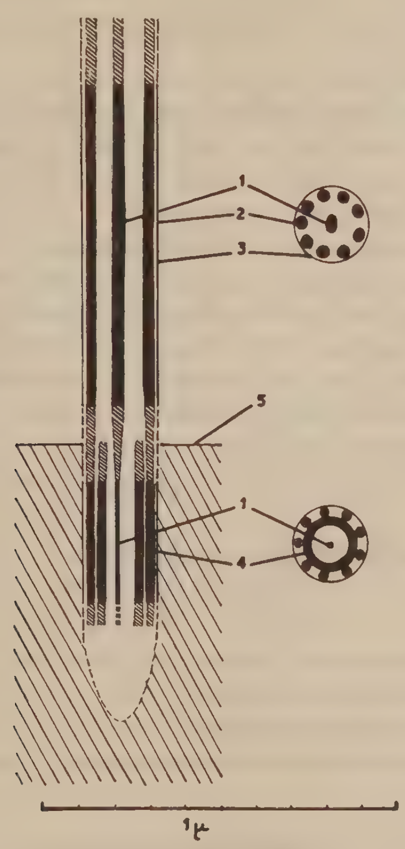


Schéma de la structure d'un cil vibratile bronchiolaire. Parties à disposition déterminée, en noir; parties à disposition encore imprécisée, en hachuré. 1, filament central; 2, filaments périphériques; 3, gaine du cil; 4, lame tubulaire accolée aux filaments périphériques; 5, limite de la cellule.

disposé une sorte de tube (épaisseur 300 Å environ). C'est lui, et la série de filaments périphériques l'enserrant, qui donne à la partie intracytoplasmique du cil son apparence dense caractéristique.

Cet ensemble intracytoplasmique a environ 0,7 à 0,8 μ de long. Il correspond nettement à la granulation basale de la cytologie classique.

III. Nos préparations ne nous ont pas permis jusqu'ici de définir exactement la disposition de la pointe des tiges ciliaires ni celle de leur base intracytoplasmique, ni celle du mode de passage à travers la membrane cellulaire.

IV. Entre les cils, le corps cellulaire projette de fins et courts micro-pseudopodes (longueur 500 à 1500 Å, diamètre 400 Å), plus nombreux que les cils et d'une structure infiniment simple, avec une fine membrane d'environ 150 Å et un contenu clair. Des formations de ce genre avaient déjà été observées dans les cellules de la trachée ([2]) et rapportées à des fonctions d'absorption.

Discussion. — Ces faits observés sur les cellules bronchiolaires sont à rapprocher des observations faites dans une série de formations ciliaires très différentes ([3]). Dans tous ces cas, on note la présence, à la périphérie de chaque cil, d'un ensemble de sept à neuf filaments denses parallèles et, dans l'axe, de un ou deux filaments.

L'hypothèse suivante permet d'expliquer avec vraisemblance le fonctionnement de cet ensemble structural. Si ces filaments denses sont capables de contraction individuelle, on comprend facilement que le cil puisse se courber dans un sens, puis se relever et se courber ensuite dans la direction opposée. Cette hypothèse de contractions antagonistes dans l'intérieur d'un même cil avait jadis été plus ou moins nettement envisagée. Par la mise en évidence des filaments intraciliaires, le microscope électronique apporte à cette explication un appui morphologique important.

M. **Georges Guillain** fait hommage à l'Académie d'un volume dont il est l'auteur : *J.-M. Charcot*, 1825-1893. *Sa vie, son œuvre.*

M. **Élias Melin** adresse en hommage à l'Académie un fascicule intitulé : *Inbjudningar till doktors-promotionerna i Uppsala Universitets aula tisdagen den* 31 *maj* 1955. *Nyare undersökningar över skogsträdens mykorrhizasvampar och det fysiologiska växelspelet mellan dem och trädens rötter.*

CORRESPONDANCE.

MM. **Arthur Holmes** et **David Keilin**, élu Associés étrangers et M. **Gino Cassinis**, élu Correspondant pour les Sections des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie, adressent leurs remercîments à l'Académie.

([2]) H. Engström, *Acta oto-laryng.*, **39**, 1951, p. 364.

([3]) M. A. Jakus et C. E. Hall, *Biol. Bull.*, **91**, 1946, p. 141; L. H. Bretschneider et W. Itersson, *K. ned. Akad. v. Wetensch.*, **52**, 1949, p. 526; J. T. Randall et M. H. G. Friedlander, *Exp. cell res.*, **1**, 1950; J. Rhodin, *Exp. cell res.*, 1955 (sous presse); C. G. Hartford, A. Hamlin et E. Parker, *J. exp. med.*, **101**, 1955, p. 577; D. W. Fawcett et K. R. Porter, *J. Morph.*, **94**, 1954, p. 221.

M. **Godofredo Garcia**, Président de la « **Academia nacional de ciencias exactas, fisicas y naturales de Lima** », adresse l'expression des condoléances de cette Académie à l'occasion du décès de M. *Jean Chazy*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Olof Beckman. *Relative intensities of the* X-*ray* K *lines of heavier elements*. (Thèse, Uppsala);

2° Birger Drake. *Chromatography combined with automatic recording of electrolytic conductivity*. (id.)

3° A. Gösta Ekspong. *Some properties of the soft component of cosmic radiation. Neutral Mesons. Bremsstrahlung*. (id.)

4° Stig O. Lundqvist. *A study of some properties of ionic crystals*. (id.)

5° Börje Norén. *Studies on myxobacteria, with special reference to growth conditions and bacteriolytic activity*. (id.)

6° Nils Quennerstedt. *Diatoméerna i långans sjövegetation*. (id.)

7° Carl-Henric de Verdier. *Studies on phosphoproteins*. (id.)

8° Conseil international des Unions scientifiques. *Année géophysique internationale. Bulletin d'information ° 5 du Comité spécial*.

9° International Union of pure and applied physics. *Position at* 1 *st november* 1954. *Report of the eight general Assembly* (1954).

10° Ministério da economia. Comissao reguladora do comércio de arroz (Lisboa). *Plantas vasculares infestantes dos arrozais*, por João de Carvalho e Vasconcellos.

11° Universidad nacional del Litoral (Rosario). *Revista de la Facultad de ciencias matematicas, fisico-quimicas y naturales aplicadas a la industria*.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Extension de la notion de fonction récursive aux fonctions d'une ou plusieurs variables réelles*. III. Note de M. **Daniel Lacombe**; transmise par M. Arnaud Denjoy.

Suite de mes Notes du 27 juin et du 4 juillet 1955 (1). Principales propriétés et extensions diverses des notions précédemment définies. Rapport avec l'intuitionnisme.

23. On étendrait facilement les définitions et les résultats précédents au cas des $\mathfrak{R}^p$-fonctions, avec $p > 1$. Il suffirait d'utiliser des $\mathfrak{R}^p$-fonctions récursives et des opérateurs récursifs d'ordre supérieur à 1.

---

(1) D. Lacombe, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2478; **241**, 1955, p. 13.

THÉORÈME VI. — *Si f est une $\mathfrak{R}^m$-fonction récursive et si les m fonctions $g_1, \ldots, g_m$ sont des $\mathfrak{R}^p$-fonctions récursives, alors la $\mathfrak{R}^p$-fonction h définie par $h(x_1, \ldots, x_p) = f[g_1(x_1, \ldots, x_p), \ldots, g_m(x_1, \ldots, x_p)]$ est récursive.*

24. THÉORÈME VII. — *Tout polynome d'une variable dont les coefficient sont réels, récursifs et finis est une $\mathfrak{R}$-fonction récursive.*

THÉORÈME VIII. — *Les $\mathfrak{R}$-fonctions* $|x|$, $1/|x|$, e^x, $\text{Log}\,|x|$, $\text{Arc}\,\text{tg}\,x$ *et la $\mathfrak{R}^3$-fonction* $\mathfrak{u}$ *sont récursives.*

25. THÉORÈME IX. — *Si f est une $\mathfrak{R}^p$-fonction récursive et si* L *et l sont respectivement la borne supérieure et la borne inférieure précises des valeurs prises par $f(x_1, \ldots, x_p)$, alors* L *et l appartiennent à $\mathfrak{R}^*$.*

THÉORÈME X. — *Soit f une $\mathfrak{R}$-fonction récursive, soient a et b deux éléments de $\mathfrak{R}^*$ et soit m un élément de $\mathfrak{R}^*$ compris entre $f(a)$ et $f(b)$. Il existe alors au moins un élément c de $\mathfrak{R}^*$ compris entre a et b tel que $f(c) = m$.*

26. On définirait facilement la notion de *suite récursive de $\mathfrak{R}^p$-fonctions récursives* (c'est-à-dire d' « *application récursive* » de $\mathfrak{N} \times \mathfrak{R}^p$ dans $\mathfrak{R}$).

THÉORÈME XI. — *Soient f_n et g_n deux suites récursives de $\mathfrak{R}$-fonctions récursives telles que :*

(a) pour tout élément x de $\mathfrak{R}$ et tout entier naturel n, on ait

$$f_n(x) \leq f_{n+1}(x) \leq g_{n+1}(x) \leq g_n(x);$$

(b) lorsque $n \to \infty$, $(f_n - g_n)$ tende uniformément vers zéro, c'est-à-dire qu'à tout entier naturel m on puisse associer un entier naturel p tel que

$$n > p \to \textit{pour tout } x, \; [g_n(x) - f_n(x)] < \frac{1}{m}.$$

Dans ces conditions :

1° Il existe une $\mathfrak{R}$-fonction récursive θ telle que l'hypothèse (b) soit satisfaite en prenant $p = \theta(m)$.

2° f_n et g_n convergent vers une $\mathfrak{R}$-fonction récursive (la convergence étant récursivement uniforme d'après le 1°).

27. Soient $\langle a_1, \ldots, a_p \rangle$ et $\langle b_1, \ldots, b_p \rangle$ deux éléments de $\mathfrak{R}^p$ tels que, pour tout entier i ($1 \leq i \leq p$), on ait $a_i < b_i$. Considérons le sous-ensemble $\mathcal{E}$ (pavé fermé) de $\mathfrak{R}^p$ défini par $\langle x_1, \ldots, x_p \rangle \in \mathcal{E} \rightleftharpoons$ *pour tout* i, $a_i \leq x_i \leq b_i$. A toute application f de $\mathcal{E}$ dans $\mathfrak{R}$ faisons correspondre la $\mathfrak{R}^p$-fonction g définie par $g(x_1, \ldots, x_p) = f[\mathfrak{u}(a_1, b_1, x_1), \ldots, \mathfrak{u}(a_p, b_p, x_p)]$. Nous dirons que f est *récursive* si tous les a_i et b_i appartiennent à $\mathfrak{R}^*$ et si g est une $\mathfrak{R}^p$-fonction récursive.

On obtiendrait facilement, sur les applications récursives de pavés fermés dans $\mathfrak{R}$, un certain nombre de théorèmes concernant d'une part les substitutions, restrictions et « réunions » de telles applications, et généralisant d'autre part les résultats précédemment obtenus.

28. THÉORÈME XII. — *Si f est une application récursive strictement croissante*

du segment $[a, b]$ *dans* $\mathfrak{R}$, *l'application inverse* f^{-1} *de* $[f(a), f(b)]$ *dans* $\mathfrak{R}$, *est aussi récursive.*

THÉORÈME XIII. — *Si a et b sont des éléments finis de* $\mathfrak{R}^*$ *et si f est une application récursive de* $[a, b]$ *dans* $\mathfrak{R}$ *ne prenant que des valeurs finies, alors l'application g de* $[a, b]$ *dans* $\mathfrak{R}$ *définie par* $g(x) = \int_a^x f(t)\,dt$ *est récursive.*

29. En modifiant légèrement les énoncés, on pourrait définir les applications récursives d'un intervalle ouvert de $\mathfrak{R}$ (par exemple $\mathfrak{R}$ privé des éléments $-\infty$ et $+\infty$), ou d'un pavé ouvert de $\mathfrak{R}^p$, dans $\mathfrak{R}$ ou dans un intervalle donné de $\mathfrak{R}$.

30. L'impossibilité, au point de vue intuitionniste, de décomposer un segment $[a, b]$ de $\mathfrak{R}$ en deux sous-ensembles disjoints non vides se traduit par le fait qu'une $\mathfrak{R}$-fonction récursive, étant forcément continue, ne peut pas prendre uniquement les valeurs 0 et 1. Mais on peut considérer, à certains points de vue, la notion de sous-ensemble de (ou de fonction caractéristique définie sur) $[a, b]$ comme un cas particulier de la notion de *mesure* ou d'*intégrale* (c'est-à-dire de fonctionnelle linéaire) sur $[a, b]$. Or on pourrait définir la notion d'*intégrale récursive*.

GÉOMÉTRIE. — *Sur une transformation des surfaces minima.*

Note de M. **Paul Vincensini**, présentée par M. Paul Montel.

1. Une surface minima étant donnée, on sait, de diverses manières, en déduire une infinité d'autres surfaces minima. Dans un travail en cours, j'ai été incidemment conduit à un procédé géométrique de transformation des surfaces minima en surfaces minima, qui me semble nouveau, et que je me permettrai d'indiquer brièvement dans cette Note, réservant la démonstration pour une publication ultérieure.

2. $(\mathcal{M})$ étant une surface minima quelconque (réelle ou imaginaire), $\vec{N}$ sa normale unitaire au point courant M, et $\vec{V}$ un vecteur unitaire fixe quelconque de l'espace, la surface $(\mathcal{P})$ dont le point courant est défini par

$$\mathrm{P} = \mathrm{M} + \left\{ \left(i \int \vec{\mathrm{N}} . d\vec{\mathrm{M}} - \mathrm{M} \right) . \vec{\mathrm{V}} \right\} \vec{\mathrm{V}} \qquad (i^2 = -1) \tag{1}$$

est une surface *minima*.

$\vec{N}.d\vec{M}$ est, comme l'on sait, une différentielle vectorielle exacte $d\vec{A}$, définissant d'ailleurs la surface minima $(\mathcal{A})$ *adjointe* de $(\mathcal{M})$ [A étant l'homologue de M dans l'application de $(\mathcal{M})$ sur $(\mathcal{A})$].

La formule (1) livre, à partir de $(\mathcal{M})$, ∞^2 surfaces minima $(\mathcal{P})$ [chacune correspondant à un choix déterminé du vecteur $\vec{V}$], et la relation vectorielle qu'elle établit entre les points M et P traduit la construction géométrique suivante :

On passe de M *à* P *en soumettant le point* A, *homologue de* M *sur l'adjointe* ($\mathcal{A}$) *de* ($\mathcal{M}$), *à une homothétie de rapport* i, *et en projetant orthogonalement le point obtenu en* P *sur la parallèle menée par* M *au support du vecteur fixe* $\vec{V}$.

3. Pour un vecteur $\vec{V}$ donné, la relation entre les surfaces minima ($\mathcal{M}$) et ($\mathcal{P}$) est *réciproque :* la construction qui a donné ($\mathcal{P}$) à partir de ($\mathcal{M}$), donne ($\mathcal{M}$) si on l'applique à ($\mathcal{P}$).

Nous signalerons également les propriétés suivantes. Les lignes de courbure et les lignes asymptotiques de l'une des deux surfaces ($\mathcal{M}$) et ($\mathcal{P}$) correspondent, respectivement, aux lignes asymptotiques et aux lignes de courbure de l'autre surface, tout comme cela a lieu pour deux surfaces minima adjointes. Mais ici la correspondance entre ($\mathcal{M}$) et ($\mathcal{P}$), au lieu d'être une correspondance *par plans tangents parallèles* (comme c'est le cas pour les surfaces adjointes), est une *projection cylindrique* (la direction des projetantes étant celle du support de $\vec{V}$) des deux surfaces l'une sur l'autre.

Si, après avoir transformé cylindriquement ($\mathcal{M}$) en ($\mathcal{P}$) suivant la direction du support de $\vec{V}$, on transforme ($\mathcal{P}$) suivant la direction d'un nouveau vecteur $\vec{V'}$, on obtient une nouvelle surface minima ($\mathcal{P}'$) correspondant à ($\mathcal{M}$) avec correspondance *simultanée* des lignes de courbure et des lignes asymptotiques (correspondance conforme). Et, en continuant, on voit que l'on peut constituer des chaînes de surfaces minima telles que, dans chaque chaîne, toute surface est en correspondance ponctuelle cylindrique avec la précédente, les surfaces d'une même chaîne étant, de deux en deux, en correspondance *conforme*.

Les couples de surfaces minima en représentation conforme qui viennent d'être mis en évidence, sont à rapprocher de ceux fournis par deux surfaces minima quelconques en correspondance par plans tangents parallèles, ou encore des couples (de Thybaut) pouvant être disposés suivant les deux nappes focales d'une même congruence rectiligne.

GÉOMÉTRIE. — *Sur les calottes convexes tangentes tout le long de leur bord à une sphère.* Note (*) de Mme **Simone Gohier**, présentée par M. Joseph Pérès.

La rigidité infinitésimale et la rigidité globale (ou définition univoque par l'élément linéaire) d'une calotte convexe tangente tout le long de son bord à une sphère ont été prouvées [1] et [2] dans le cas où la calotte renferme dans son intérieur, où, à la limite, sur sa surface, le centre de la sphère. Lorsque

(*) Séance du 4 juillet 1955.

[1] E. Rembs, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 852.

[2] S. Gohier, *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 1859.

cette sphère devient un plan les deux rigidités existent aussi [3]. Il est donc à prévoir que ces rigidités existent quelle que soit la position du centre de la sphère. Ici nous donnons une démonstration générale de la rigidité globale sans utiliser l'intégrale de Herglotz.

Soient deux surfaces isométriques S et $\bar{S}$ à bords connexes B et $\bar{B}$, et tangentes respectivement tout le long de ces bords à deux sphères σ et $\bar{\sigma}$. D'après cette définition B et $\bar{B}$ sont les homothétiques respectifs de leurs représentations sphériques b et $\bar{b}$. D'autre part, les courbures géodésiques sont les mêmes aux points correspondants des bords. Nous appliquons la formule de Gauss

$$\int_B \frac{d\sigma}{Rg} = 2\pi - \iint_S K\, dS$$

avec : $d\sigma$, élément linéaire de B; Rg, rayon de courbure géodésique; K, courbure de Gauss et dS, élément de surface de S (les mêmes notations barrées pour les éléments relatifs à $\bar{S}$).

Si ds est l'élément d'aire de l'image sphérique de S, on peut écrire

$$\int_B \frac{d\sigma}{Rg} = 2\pi - \iint_s ds.$$

En confrontant avec la même intégrale écrite pour $\bar{S}$, on trouve que :

$$\iint_s ds = \iint_{\bar{s}} d\bar{s}$$

c'est-à-dire : les aires renfermées par b et $\bar{b}$ sur la sphère unité s sont égales. Si ρ et $\bar{\rho}$ sont respectivement les rayons de σ et $\bar{\sigma}$, B et b sont homothétiques dans le rapport ρ, $\bar{B}$ et $\bar{b}$ dans le rapport $\bar{\rho}$. Comme B et $\bar{B}$ ont même longueur, si nous supposons par exemple $\rho > \bar{\rho}$ on a

longueur de $b <$ longueur de $\bar{b}$

rayon de courbure géodésique de $b <$ rayon de courbure géodésique de $\bar{b}$ aux points correspondants, ce qui est incompatible avec l'égalité des aires renfermées par b et $\bar{b}$. Donc b et $\bar{b}$ ont même longueur et même rayon de courbure géodésique et par suite sont égales, B et $\bar{B}$ sont alors portés par des sphères de même rayon et sont égaux. De la congruence de B et $\bar{B}$ résulte la congruence des calottes S et $\bar{S}$, soit d'après K. P. Grotemeyer [4], soit d'après A. V. Pogorelov [5] en considérant la surface convexe fermée constituée par S et la portion de sphère limitée par B. On a donc le théorème :

---

(3) E. Rembs, *Sitzungberichte Preuss Acad. Phys. Math.*, 1930, p. 123-133; *Math. Zeitschrift*, n° 56, 1952, p. 272.

(4) *Math. Zeitschrift*, n° 54, 1953, p. 41-45.

(5) *Publications de l'Académie des Sciences de la R. S. S. d'Ukraine*, Kiev 1952.

THÉORÈME. — *Si deux calottes convexes isométriques sont tangentes tout le long de leurs bords, respectivement à deux sphères, elles sont congruentes ou symétriques.*

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur la loi de probabilité de la résistance d'une éprouvette idéalement plastique.* Note de M. **Marcel Davin**, présentée par M. Maurice Roy.

Nous avons été conduit [1] à assimiler au comportement d'un certain modèle mécanique, celui d'une éprouvette $\mathrm{Ep}(p, q)$ de matière idéalement plastique formée de pq éléments (disposés en q rangées et p colonnes) dont la résistance individuelle est une variable aléatoire.

Antérieurement [2] nous avions exposé la méthode de calcul de l'espérance mathématique de la résistance de l'éprouvette $\mathrm{Ep}(p, 2)$ avec p grand. Les hypothèses adoptées équivalaient à l'assimilation au modèle mécanique.

La loi de probabilité de la résistance de $\mathrm{Ep}(p, 2)$ est à la limite normale pour $p \to \infty$. Elle est la somme d'éléments (résistance utilisée par colonne) qui sont liés à des variables (les transmissions latérales) formant une chaîne de Markoff qui admet une distribution stationnaire. Mais le résultat est en défaut pour M infini : chaque rangée constitue alors une éprouvette $\mathrm{Ep}(p, 1)$ dont la loi de résistance est normale, et la résistance de $\mathrm{Ep}(p, 2)$ est la plus faible de celles de ces deux $\mathrm{Ep}(p, 1)$. Sa fonction de répartition est $2\,\mathrm{F}(x) - \mathrm{F}^2(x)$, $\mathrm{F}(x)$ étant la fonction de répartition d'une loi normale.

Nous allons résumer l'étude de l'autre cas extrême, où q est très grand, avec $p = 2$. Soient r_{1,j_1} (resp r_{2,j_2}) les résistances des éléments (« plots » dans le modèle) de rang f_1 (resp f_2) dans la colonne 1 (resp 2) et F_{1,j_1} (resp F_{2,j_2}) les forces effectivement supportées par ces plots. Les conditions auxquelles doivent satisfaire les $\mathrm{F}_{i,j}$ ($i = 1$ ou 2) sont

$$(1) \qquad \mathrm{F}_{i,j_i} \leqq r_{i,j_i}, \qquad \mathrm{F}_{i,j_{i+1}} \leqq \mathrm{F}_{i,j_i} + \mathrm{M} \qquad (\mathrm{F}_{1,j} + \mathrm{F}_{2,j} \text{ indépendant de } j)$$

(pour la 3ᵉ de ces conditions j est le même dans les deux colonnes).

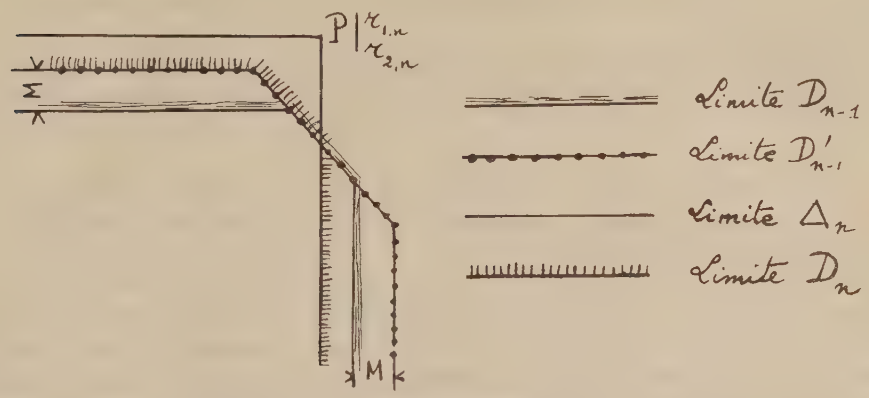
Si j_1 et j_2 prennent toutes les valeurs entières de 1 à $n-1$ il résulte de l'ensemble des conditions (1) ainsi obtenues que le point figuratif de coordonnées $\mathrm{F}_{1,n-1}$ $\mathrm{F}_{2,n-1}$ est confiné dans un domaine D_{n-1} limité par un segment de droite à 45° porté par la droite $\mathrm{F}_{1,n-1} + \mathrm{F}_{2,n-1} = \overline{\mathrm{F}}_{1.2,n-1}$ et par les deux demi-droites issues de ses extrémités, dans les sens négatifs, portées par les droites $\mathrm{F}_{1,n-1} = \overline{\mathrm{F}}_{1,n-1}$ et $\mathrm{F}_{2,n-1} = \overline{\mathrm{F}}_{2,n-1}$. Cela se démontre par récurrence, la figure montre comment on passe d'un domaine D_{n-1} au suivant D_n.

---

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p, 947.

(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 869.

Dans tous les cas de figure $\overline{F}_{1,n}$ (resp $\overline{F}_{2,n}$) est la plus petite des deux quantités $(\overline{F}_{1,n-1}+M)$ et $r_{1,n}$ [resp $\overline{F}_{2,n-1}+M$ et $r_{2,n}$] qui, considérées comme variables aléatoires, sont indépendantes, si tous les $r_{i,j}$ le sont.



La limite D'_{n-1} est obtenue à partir de D_{n-1} par prolongation du segment à 45° et par translation des deux demi-droites. D_n est le domaine commun à D'_{n-1} et à Δ_n déterminé par le point P de coordonnées $r_{1.n} r_{2.n}$.

Les $r_{i,j}$ étant supposés obéir tous à la même loi, et $\Phi(z)$ étant la fonction de répartition correspondante, soit $F_j(z)$ la fonction de répartition correspondant à la loi de $\overline{F}_{1,j}$ (ou $\overline{F}_{2,j}$), on a

$$1-F_n(z)=[1-\Phi(z)][1-F_{n-1}(z-M)],$$

soit par récurrence

$$1-F_n(z)=[1-\Phi(z)][1-\Phi(z-M)][1-\Phi(z-2M)]\ldots[1-\Phi(z-nM)]$$

$F_n(z)$ converge vers une limite dans les cas usuels à cause de la rapide conververgence vers zéro de $\Phi(z-nM)$ quand n augmente. La distribution de $F_{1,n}$ tend à devenir stationnaire.

La résistance de l'éprouvette est égale à $F_{1,2,q}$, minimum des q sommes $\overline{F}_{1,j}+\overline{F}_{2,j}$. Les $\overline{F}_{1,j}$ d'une part, et les $\overline{F}_{2,j}$ d'autre part, forment deux chaînes de Markoff indépendantes l'une de l'autre, stationnaires à la limite, et l'on peut montrer que $\ddot{F}_{1,2q}$ suit une « loi de valeurs extrêmes ».

Le résultat est en défaut pour $M=0$. La résistance de Ep(2, q) est la somme de celles des deux Ep(1, q) formées par les colonnes, qui suivent chacune une même « loi de valeurs extrêmes ». Si par exemple cette loi est

$$F(x)=1-e^{-e^x} \qquad \text{(fonction de répartition)}$$

d'où

$$f(x)=e^{x-e^x} \qquad \text{(densité de probabilité)}$$

la loi de $\mathrm{Ep}(p, 2)$ est alors (densité de probabilité)

$$\varphi(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) f(s-x)\, dx = 2e^{s} \int_{1}^{\infty} \frac{e^{-zt}\, dt}{\sqrt{t^2 - 1}} = \pi e^{s} \times \text{partie réelle de } Y_0(iz),$$

avec $z = 2e^{s/2}$, $t = \mathrm{ch}(x - s/2)$, Y_0 fonction de Bessel de deuxième espèce d'ordre zéro.

La symétrie est frappante avec le cas $p \to \infty$, $q = 2$, et avec sa singularité pour $M \to \infty$.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Déformation élastique d'une plaque circulaire.* Note de M. **Jacques Rabinovitch** et Mlle **Aline Combettes**, transmise par M. Jean Cabannes.

En utilisant un procédé interférentiel [1], on suit le déplacement d du centre O de la face supérieure d'un disque formant le couvercle d'un cylindre creux où règne une pression p_i inférieure à la pression atmosphérique externe p_e. Quand on fait varier progressivement, à partir de O, la différence de pression $p = p_e - p_i$, le déplacement $d(p)$ suit une loi différente selon que le disque est simplement posé sur la gorge polie du cylindre ou qu'il est encastré.

1. Dans le premier cas, la courbe $d(p)$ devient pratiquement rectiligne à partir d'une pression p_0 et la flèche $f_1(p)$ au centre de la face supérieure du disque s'obtient en menant par l'origine des coordonnées la parallèle à la partie rectiligne de $d(p)$.

L'écart ε, pour une même valeur de p, entre les courbes $d(p)$ et $f_1(p)$, résulte d'un affaissement de quelques microns de la surface de référence par suite, soit d'un écrasement du bord tranchant du cylindre par le disque, soit au contraire d'une pénétration de ce bord tranchant dans le disque. Il est inutile dans chaque cas d'identifier la nature même de l'effet du bord : il suffit de vérifier que l'affaissement correspond à une déformation temporaire élastique. De la courbe expérimentale $d(p)$ on déduit alors la valeur limite de ε et la droite représentant la fonction linéaire $f_1(p)$.

L'application au calcul du module d'Young E du matériau constituant le disque se fait aisément, connaissant son coefficient de Poisson σ, l'épaisseur e du disque et le rayon intérieur du cylindre, à partir de l'expression

$$f_1 = \frac{3}{16}(1-\sigma)(5+\sigma)\frac{R^4}{e^3}\frac{p}{E}.$$

2. Pour un disque parfaitement encastré, l'effet de bord n'intervient pas quand on fait varier la pression, l'affaissement de la surface de référence s'étant

(1) J. Rabinovitch et J. Marcatand, *Revue d'Optique*, 34, 1955, p. 103.

déjà produit au moment du serrage; le déplacement d du centre O de la face supérieure de ce disque donne donc directement la valeur de la flèche $f_2(p)$. La loi linéaire :

$$f_2 = \frac{3}{16}(1-\sigma^2)\frac{R^4}{e^3}\frac{p}{E}$$

permet également de déterminer le module E connaissant σ. Quand des déterminations simultanées de f_1 et f_2 sont possibles, le coefficient σ lui-même peut se déduire du rapport $K = f_1/f_2$; on a en effet

$$\sigma = \frac{5-K}{K-1}.$$

3. Certaines plaques ne peuvent subir sans dommage le serrage énergique nécessaire pour un bon encastrement; on est alors amené à consolider l'encastrement en enrobant les bords du disque d'un liant aussi rigide que possible après séchage. Un manque de rigidité de la fixation du disque se traduit par un déplacement au centre f'_2 qui ne représente plus la flèche réelle. A une même pression p on a $f'_2 > f_2$ et par conséquent un rapport $K' = f_1/f'_2$ inférieur au rapport $K = f_1/f_2$ correspondant à l'encastrement parfait. Le défaut d'encastrement apparaît nettement lorsque K′ est inférieur à toute valeur possible de K, c'est-à-dire lorsque $K' < 3,7$ (²).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Calcul de la fréquence d'oscillation d'un quartz entretenu par transistor.* Note de M. **Georges Briffod**, transmise par M. Jean Cabannes.

J'ai étudié dans une Note précédente (¹) l'influence du système d'entretien sur la fréquence d'oscillation d'un quartz entretenu par transistor. Ce calcul a été repris pour être appliqué au cas général où l'on désire connaître en même temps :

l'influence du système d'entretien sur la fréquence;

la possibilité de faire varier cette fréquence pour l'ajuster sur une fréquence de référence déterminée.

Les équations ci-dessous ont été établies dans les conditions les plus générales où l'on modifie les caractéristiques du quartz en plaçant des capacités en série et en parallèle à ses bornes.

On appellera C_4 la capacité série et C_p la capacité parallèle aux bornes de

(²) En remarquant que le coefficient de Poisson σ est toujours compris entre 0 et 0,5, on voit que le rapport K a pour valeurs extrêmes 5 et 3,7. Les valeurs de K′ supérieures à 5 ne peuvent résulter que de mesures ou de calculs erronés.

(¹) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 841.

l'ensemble quartz capacité série. C_p peut être constituée uniquement par la capacité inter-électrodes du transistor.

L'impédance du système quartz capacité se met sous la forme

$$\frac{1}{z}=j\left[\frac{C_0 C_4}{C_0-C_4}+C_p\right]\omega+\left[\frac{C_4}{C_0+C_4}\right]^2\frac{1}{r_1+j\left(L_1\omega-\dfrac{1}{C_1\omega}-\dfrac{1}{(C_0-C_4)\omega}\right)}. \tag{7}$$

Portons cette expression dans la condition d'oscillation $G=1$; on obtient :

1° *Cas où la résistance est négligeable devant la réactance.*

$$r_1 \ll L_1\omega-\frac{1}{C_1\omega}-\frac{1}{(C_0+C_4)\omega} \qquad \text{(quartz de très bonne qualité)}$$

a. Circuit oscillant accordé très près de la fréquence d'oscillation.

$$\Omega^2=\frac{1}{L_1}\left[\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_0+C_4}+\frac{1}{G_0}\right];$$

$$G_0=\left|\frac{C_4-C_0}{C_4}\right|^2\left[C_p+\frac{C_0C_4}{C_0+C_4}+C_E\,\frac{z_{11}}{z_{11}+z_{22}-z_{12}-z_{21}}\right]. \tag{8}$$

b. Circuit oscillant accordé sur ω_0 voisin de ω fréquence d'oscillation.

$$\Omega^2=\frac{1}{L_1}\left[\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_0+C_4}+\frac{1}{G_1}\right],$$

avec

$$G_1=G_0-C_2\left|\frac{C_0+C_4}{C_4}\right|^2\frac{z_{11}-z_{21}-z_{12}}{z_{11}+z_{22}-z_{21}-z_{12}}\left(1-\frac{1}{L_2C_2\omega_0^2}\right).$$

II. *Cas où la résistance n'est pas négligeable devant la réactance.*

a. Circuit oscillant accordé très près de la fréquence d'oscillation.

$$\Omega^2=\frac{1}{L_1}\left[\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_0+C_4}+\frac{1}{G_2}\right] \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{G_2}=\frac{1}{G_0}(1-AB)$$

ou

$$A=\left|\frac{C_0+C_4}{C_4}\right|^2\frac{r}{z_{11}+z_{22}-z_{12}-z_{21}},$$

$$B=1-\left(\frac{C_0C_4}{C_0+C_4}+C_p\right)(z_{11}z_{22}-z_{12}z_{21})\,C_E\,\omega_0^2.$$

b. Circuit oscillant accordé sur ω_0 voisin de ω fréquence d'oscillation.

$$\Omega^2=\frac{1}{L_1}\left[\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_0+C_4}+\frac{1}{G_3}\right] \qquad \text{avec} \quad \frac{1}{G_3}=\frac{1}{G_1}(1-AD).$$

où

$$D=1-\left(C_2\omega_0-\frac{1}{L_2\omega_0}\right)^2-\left(\frac{C_0C_4}{C_0+C_4}+C_p\right)(z_{11}z_{22}-z_{21}z_{12})\,\omega_0^2\left[C_E-C_2\left(1-\frac{1}{L_2C_2\omega_0}\right)\right].$$

On retrouvera les formules établies dans la Note précédente en faisant dans ces quatre cas $C_p=0$ et $C_4=\infty$.

Le tableau ci-dessous donne les variations de fréquence pour différentes valeurs de C_4 suivant les valeurs données à la capacité C_2 du circuit oscillant dans le montage réalisé. On pourra les comparer aux valeurs indiquées dans la Note précédente qui se rapportaient au même oscillateur.

C_4 (pF). →	30.	37.	54.	62.	70.	75.	C_2 (pF).
Variation de marche par 24 h (s) ↓	+0,28	+0,35	+0,44	+0,58	+0,96	+1,52	513
	−0,1	+0,02	+0,15	+0,34	+0,67	+1,29	576
	−0,4	−0,27	−0,13	+0,08	+0,45	+1,14	758
	−0,6	−0,46	−0,32	−0,1	+0,28	+0,96	1296

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Glissement facile dans les monocristaux.* Note de M. **Bernard Jaoul**, transmise par M. Pierre Chevenard.

Les courbes de déformation plastique des monocristaux se composent de deux parties : le glissement facile où la concavité est tournée vers le haut et la loi de consolidation parabolique. La forme de la première partie, fixée par la géométrie de la déformation, est fonction des obstacles formés aux intersections des glissements et peut être représentée par une loi logarithmique.

L'allure du glissement facile étant liée uniquement à l'importance du second système de glissement ([1]), on peut supposer que la *consolidation est liée aux intersections des glissements* ([2]). La rencontre de deux dislocations-coin forme une dislocation sessile ([3]) qui serait la source de l'écrouissage; *d'après Friedel* ([4]), *la consolidation serait plutôt liée à la diminution de l'aire des boucles de dislocations par formation de barrières de A. H. Cottrell* ([5]) *aux intersections des glissements.*

Suivant cette hypothèse, supposons que pour une augmentation de cisaillement $d\tau$ on ait, à l'origine, un glissement $d\gamma_0$ tels que $d\tau/d\gamma_0 = \tau'_0$, lié à l'aire des boucles pouvant se développer. Après un glissement γ, l'augmentation $d\gamma$ due à la formation d'une boucle sera plus faible par suite de la présence de barrières dont le nombre sera proportionnel à γ, puisque les importances relatives des deux systèmes de glissement restent les mêmes ([6]). On aura donc

$$d\gamma = d\gamma_0(1-\alpha\gamma) = \frac{d\tau}{\tau'_0}(1-\alpha\gamma),$$

d'où l'équation de la courbe du glissement facile

$$\tau - \tau_0 = -\frac{\tau'_0}{\alpha}\,\mathrm{L}_n(1-\alpha\gamma).$$

([1]) Celui-ci pouvant être formé de glissements secondaires ou de microglissements invisibles au microscope optique.

([2]) F. D. Rosi, *J. M.*, 6-9, 1954, p. 1009.

([3]) N. F. Mott, *Phil. Mag.*, 43, 1954, p. 1151.

([4]) J. Friedel, *Les Dislocations dans les Métaux*, Gauthier-Villars, 1955 (à paraître).

([5]) *Theoretical Structural Metallurgy*, E. Arnold, London, 1948.

([6]) B. Jaoul et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2411.

Nous avons vu (7) que les tensions à la limite élastique et au point d'inflexion restent constantes pour un même alliage et l'on peut écrire $\tau_i - \tau_0 = C$. D'autre part, on constate sur les courbes que les pentes au point d'inflexion et à l'origine sont toujours dans le même rapport et sur toutes nos courbes, nous avons trouvé (8)

$$\frac{\tau'_i}{\tau'_0} = 2 \pm 0,15.$$

Dans ces conditions, l'équation du glissement facile peut s'écrire

$$\tau - \tau_0 = -\frac{c}{L_n 2} L_n\left(1 - \frac{\gamma}{2\gamma_i}\right),$$

relation qui s'applique très bien aux courbes réelles jusqu'au point d'inflexion (*fig.* 2) (9). γ_i varie avec l'orientation, C et γ_i (ainsi que les vitesses de consolidation $d\tau/d\gamma$) varient avec la pureté (7).

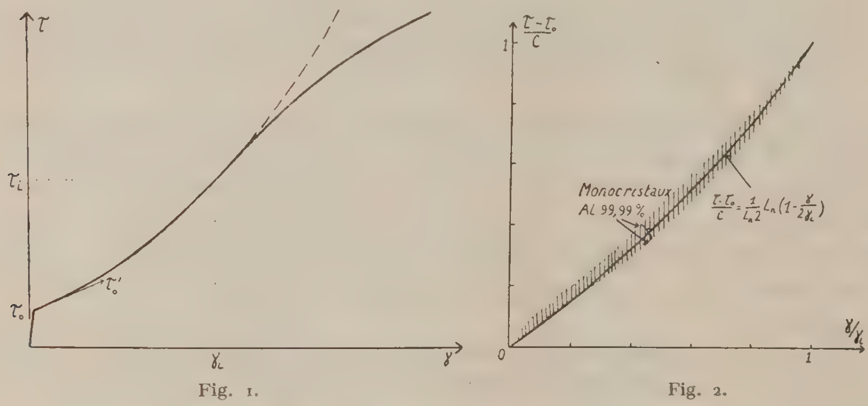


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Forme de la courbe de consolidation d'un monocristal.

Fig. 2. — Comparaison de la relation logarithmique aux courbes de consolidation expérimentales.

Mais à partir du glissement $\gamma = \gamma_i$, la courbe de consolidation réelle quitte la courbe logarithmique (*fig.* 1) et la vitesse de consolidation diminue. Les dislocations bloquées sur les barrières formées aux intersections de glissements peuvent donc être arrachées sous la tension de cisaillement τ_i. Cette tension critique est faible dans l'aluminium; elle est beaucoup plus forte dans l'argent ou le cuivre (Schöck et Seeger ont d'ailleurs montré que les barrières de Cottrell bloquent plus fermement les dislocations dans ces derniers métaux (10). Pour les alliages d'aluminium, τ_i croît avec la teneur en impuretés, mais celles-

(7) B. Jaoul, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2532.

(8) Dans le cas où la courbe est arrondie après la limite élastique, nous avons pris pour τ'_0 une valeur extrapolée.

(9) Il y a cependant une anomalie à l'origine : les courbes présentent toutes un petit renflement après la limite élastique.

(10) A. Seeger et G. Schock, *Act. Met.*, 1-5, 1953, p. 54.

ci ne jouent pas toutes le même rôle : par exemple, le cuivre entraîne un blocage des barrières plus énergique que le zinc.

Enfin il est à remarquer que cet arrachement ne fait pas intervenir de phénomène de diffusion; nous avons fait varier la vitesse de traction de cristaux d'Al-Cu à 0,4 % de 0,005 à 50 % par minute sans constater aucune variation de τ_i.

Après le point d'inflexion, la forme de la courbe de traction du monocristal est la même que celle du polycristal après le point de transition ([11]), c'est-à-dire une loi parabolique à faible exposant.

En conclusion la consolidation au cours de la déformation plastique d'un cristal est, au début, due aux blocages contre les barrières créées par les intersections des glissements. Le nombre des barrières augmentant avec la déformation, la courbe d'écrouissage a sa concavité tournée vers le haut. Ce mécanisme de consolidation se poursuit jusqu'à une valeur définie du cisaillement pour laquelle il apparaît, comme dans les polycristaux après le point de transition, un arrachement des dislocations bloquées ce qui entraîne une diminution de la vitesse d'écrouissage.

ASTROPHYSIQUE. — *Instabilité d'une masse fluide étendue.*

Note (*) de Mlle **Nicole Bel**, présentée par M. André Danjon.

On étudie les conditions d'instabilité gravitationnelle d'une perturbation sinusoïdale plane dans un milieu indéfini, de densité et de pression uniformes, en rotation non uniforme.

Les hypothèses étant les mêmes que précédemment ([1]) et w désignant maintenant la composante de la vitesse relative de la perturbation suivant l'axe de rotation du milieu, on pose

$$\delta\rho = a\, e^{i(\alpha x+\beta y+\gamma z+\sigma t)},$$
$$u = A\, e^{i(\alpha x+\beta y+\gamma z+\sigma t)},\qquad v = B\, e^{i(\alpha x+\beta y+\gamma z+\sigma t)},\qquad w = C\, e^{i(\alpha x+\beta y+\gamma z+\sigma t)}.$$

On notera encore que la perturbation, en général, n'est pas irrotationnelle. Les équations de la perturbation s'écrivent, après linéarisation :

$$(1)\qquad \begin{cases} i\rho_0\sigma A - 2\omega_0\rho_0 B + ia\alpha\left(\dfrac{RT}{\mu} - \dfrac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right) = 0, \\ \rho_0(2\omega_0 + r_0\omega'_0)A + i\rho_0\sigma B + ia\beta\left(\dfrac{RT}{\mu} - \dfrac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right) = 0, \\ i\rho_0\sigma C + ia\gamma\left(\dfrac{RT}{\mu} - \dfrac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right) = 0, \\ \rho_0\alpha A + \rho_0\beta B + \rho_0\gamma C + a\sigma = 0. \end{cases}$$

([11]) C. Crussard et B. Jaoul, *Rev. Met.*, 47-8, 1950, p. 589.

(*) Séance du 27 juin 1955.

([1]) E. Schatzman et N. Bel, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 20.

La condition de compatibilité est

$$-\sigma^4 + \sigma^2\left[(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2)\left(\frac{RT}{\mu} - \frac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right) + 4\omega_0^2 + 2r_0\omega_0\omega'_0\right]$$

$$(2)\quad + i\alpha\beta r_0\omega'_0\left(\frac{RT}{\mu} - \frac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right)\sigma - \gamma^2\left(\frac{RT}{\mu} - \frac{4\pi G\rho_0}{\alpha^2+\beta^2+\gamma^2}\right)(4\omega_0^2 + 2r_0\omega_0\omega'_0) = 0.$$

Les solutions de (2) à partie imaginaire négative correspondent à l'instabilité.

Cas particulier : $\omega'_0 = 0$. — *a*. $\pi G\rho_0 \leq \omega_0^2$; toute perturbation est stable si $\gamma = 0$; si $\gamma \neq 0$ les perturbations stables correspondent à $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2 \geq 4\pi G\rho_0\mu/RT$.

b. $\pi G\rho_0 > \omega_0^2$; les perturbations sont stables si $\alpha^2+\beta^2 \geq 4\mu(\pi G\rho_0 - \omega_0^2)/RT$ et $\gamma = 0$ et si $\alpha^2+\beta^2+\gamma^2 \geq 4\pi G\rho_0\mu/RT$ et $\gamma \neq 0$.

Cas général : $\omega'_0 \neq 0$. — Les perturbations dont le plan est perpendiculaire à l'axe de rotation sont instables quel que soit γ si $4\pi G\rho_0 < 4\pi G\rho_0 - 4\omega_0^2 - 2r\omega_0\omega'_0$.

Si $4\pi G\rho_0 > 4\pi G\rho_0 - 4\omega_0^2 - 2r_0\omega_0\omega'_0$ les perturbations stables correspondent à $RT\gamma^2/\mu > 4\pi G\rho_0$.

Toutes les perturbations telles que α et β soient différents de zéro semblent instables.

ASTROPHYSIQUE. — *Changements observés dans le spectre de BF* Cygni *en* 1955. Note de M. **Tcheng Mao-Lin** et Mlle **Marie Bloch**, présentée par M. André Danjon.

Des observations récentes de BF *Cygni* font apparaître un changement important dans le spectre de cette étoile.

1. BF *Cygni* appartient au groupe d'étoiles à spectre composite où des raies d'émission, correspondant souvent à de hautes excitations, se superposent à un spectre d'absorption d'étoile froide. Elle a été étudiée avec continuité de 1940 à 1943 par P. W. Merrill [1], puis de 1948 à 1951 par L. H. Aller [2]. Nous l'avons observée en octobre 1952 à l'Observatoire de Haute-Provence [3]. Nos clichés ont été pris au spectrographe à un prisme de flint monté sur le télescope newtonien de 120 cm d'ouverture.

Les émissions correspondaient à une douzaine d'éléments à divers degrés d'ionisation. Les plus importants étaient H, He I, Fe II et [Fe II], [Fe III], [O III], [Ne III], He II et N III. On trouvait encore des raies

(1) *Astrophys. J.*, 98, 1943, p. 473.

(2) *Publications Dominion Astrophysical Observatory*, *Victoria*, 9, 1954, p. 321.

(3) *Ann. Astrophys.*, 17, 1954, p. 6.

faibles de [S II], Si II, Si III, Si IV, Mg II et Ca II. Le spectre d'absorption était du type gM 4.

Toutes les raies brillantes ont été soumises à des fluctuations complexes d'intensité. Ces variations ont été particulièrement importantes et rapides pour les raies nébulaires, [O III] et [Ne III], qui étaient souvent très intenses et quelquefois absentes. C'est ce dernier cas qui s'est présenté en 1948 et 1949, alors qu'elles sont devenues très fortes en 1951 et 1952. Les raies de [Fe III] étaient plus nombreuses et plus intenses que dans aucun autre spectre stellaire, principalement pour le multiplet $^5D - {}^3F$.

2. Nous avons de nouveau observé BF *Cygni*, du 30 mai au 5 juin 1955, et obtenu cinq spectrogrammes.

On constate alors l'absence totale de la plupart des éléments qui ont contribué jusqu'ici au spectre d'émission. Les raies de [O III] ne sont plus visibles. Le fait le plus frappant est la disparition complète de [Fe III] qui a toujours auparavant caractérisé très particulièrement ce spectre. On peut signaler qu'en 1951 et 1952 [Fe III] a été moins intense que d'habitude; à ce moment-là, les raies de [O III] étaient très brillantes. L'absence simultanée de ces deux éléments est observée pour la première fois, et l'aspect du spectre en est nettement modifié. On ne trouve plus, non plus, trace de [Ne III], ni de la raie 4 686 Å de He II, ni de 4 641 Å de N III; cette dernière raie avait toujours figuré sur les listes de mesures antérieures.

Par contre, le spectre du fer ionisé est fortement développé, aussi bien dans ses transitions permises qu'interdites. En fait, on n'observe plus, en dehors des raies de Balmer et de Fe II, que quelques raies assez faibles de He I, 4 026, 4 471, 4 713, 5 876 Å, la plupart des autres étant masquées par des raies du fer, et le doublet 4 068-4 076 Å de [S II].

Le spectre d'absorption de type M est très faible. Le doublet de Ca II, 3 933-3 968 Å et celui de Na I, 5 890-5 896 Å, non résolu, constituent les absorptions les plus importantes.

Ainsi, toutes les raies spectrales correspondent à de très faibles excitations. Le plus haut potentiel d'ionisation représenté est celui de He I, 24,48 eV, alors que dans les années précédentes il était de 63,3 eV avec [Ne III].

Cette disparition des raies nébulaires et de [Fe III] semble indiquer, soit un effondrement de l'enveloppe, simple ou multiple, où elles prenaient naissance, soit une variation considérable de la source excitatrice responsable de ces émissions. Il serait certainement utile de poursuivre les observations afin d'accumuler les données qui pourront servir de base à la résolution de cet important problème.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Théorie classique des champs.*

Note (*) de M. **René Chenon**, présentée par M. Louis de Broglie.

Il est possible de définir le crochet de Poisson de deux « intégrales premières » d'une façon covariante-relativiste, sans utiliser un formalisme canonique. Dans le cas particulier des équations d'ondes complexes on peut définir également des anti-crochets symétriques.

A. Soit $\mathcal{L}(x, \varphi^i(x), \varphi^i_\alpha(x), \varphi^i_{\alpha\beta}(x), \ldots)$ une densité lagrangienne fonction du point d'univers $x\,(=x_\alpha,\ \alpha = 1, 2, 3, 4)$, des composantes du champ φ^i et de leurs dérivées $\varphi^i_\alpha = \partial\varphi^i/\partial x^\alpha$, ... jusqu'à un certain ordre.

On supposera que les équations eulériennes correspondantes

$$\text{(1)} \qquad E^i = 0,$$

ont une solution déterminée par la donnée de conditions initiales convenables sur une surface σ_0 de genre espace.

Soit

$$\text{(2)} \qquad \mathfrak{X} = \int_\sigma \mathfrak{X}^\alpha\, d_\alpha\sigma,$$

où σ est une surface de genre espace et $\mathfrak{X}^\alpha$ des fonctions de x, φ^i et leurs dérivées. On dira que $\mathfrak{X}$ est une *intégrale première* de (1) si $\mathfrak{X}$ est indépendant de σ pour les solutions de ces équations. En modifiant au besoin $\mathfrak{X}^\alpha$ on peut supposer qu'il existe alors une *identité* en φ :

$$\text{(3)} \qquad \frac{\delta\mathfrak{X}}{\delta\sigma(x)} \equiv \partial_\alpha \mathfrak{X}^\alpha \equiv X^i E^i.$$

Soit $\mathfrak{Y} = \int_\sigma \mathfrak{Y}^\alpha\, d_\alpha\sigma$ une autre intégrale première; on peut montrer que le crochet de Poisson de $\mathfrak{X}$ et $\mathfrak{Y}$ est défini par

$$\text{(4)} \qquad (\mathfrak{X}, \mathfrak{Y}) = \underset{X}{\delta}\mathfrak{Y} = -\underset{Y}{\delta}\mathfrak{X},$$

où

$$\text{(5)} \qquad \underset{X}{\delta} \equiv X^i \frac{\partial}{\partial\varphi^i} + X^i_\alpha \frac{\partial}{\partial\varphi^i_\alpha} + \ldots.$$

Exemples. — 1. Si $\mathcal{L}$ est indépendant de x_μ, il existe une intégrale première P_μ telle que $\delta P_\mu/\delta\sigma(x) \equiv \varphi^i_\mu . E^i$, on a

$$\text{(6)} \qquad (\mathfrak{X}, P_\mu) = \int \frac{\partial}{\partial x_\mu} \mathfrak{X}^\alpha\, d_\alpha\sigma,$$

la dérivée étant prise par rapport à la variable apparente x_μ. En particulier,

(*) Séance du 14 mars 1955.

comme cette variable ne figure pas dans P_ν :

(7) $$(P_\mu, P_\nu) = 0,$$

2. Si $\mathcal{L} = (1/2)(\varphi^2 + \varphi_\alpha . \varphi_\alpha)$ on a des intégrales premières du type :

$$(\varphi)_f = \int_\sigma f[\partial_\alpha]\varphi \, d_\alpha \sigma$$

où f est une solution de $E = \square \varphi - \varphi = 0$ et $[\partial_\alpha] = \overleftarrow{\partial}_\alpha - \overrightarrow{\partial}_\alpha$ on a immédiatement le crochet de deux telles intégrales :

$$((\varphi)_f, (\varphi)_g) = \int_\sigma f[\partial_\alpha] g \, d_\alpha \sigma.$$

B. Si le lagrangien est bilinéaire par rapport à φ^i et $\bar{\varphi}^i$, les coefficients de E et $\bar{E}^i$ dans (3) étant X^i et $\bar{X}^i$, et si l'on définit au lieu de (5) :

(8) $$\delta'_X \equiv X^i \frac{\partial}{\partial \varphi_i} + X^i_\alpha \frac{\partial}{\partial \varphi^i_\alpha} + \ldots - \bar{X}^i \frac{\partial}{\partial \bar{\varphi}^i} - \bar{X}^i_\alpha \frac{\partial}{\partial \bar{\varphi}^i_\alpha} \ldots$$

alors

(9) $$(\mathcal{X}, \mathcal{Y})_+ = \delta'_X \mathcal{Y} = \delta'_Y \mathcal{X}$$

est une intégrale première symétrique en $\mathcal{X}$, $\mathcal{Y}$.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une théorie unitaire à cinq dimensions. I. Lagrangien.* Note (*) de Mme **Cécile Morette Dewitt** et M. **Bryce S. Dewitt**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'examen des résultats expérimentaux n'ayant pas encore suggéré un schéma cohérent pour la classification des particules élémentaires, il nous a semblé intéressant d'étudier les propriétés d'une théorie unitaire à cinq dimensions dans laquelle un spectre de masses de particules élémentaires est obtenu en imposant une condition cylindrique à la cinquième dimension. Dans un travail préliminaire, nous avons étudié les propriétés dynamiques du tenseur métrique fondamental G_{AB} de cet espace. L'étude de l'introduction du champ spinoriel est en cours et sera publiée ultérieurement.

Nous avons choisi le tenseur métrique suivant, par raison de simplicité pour assurer à la cinquième dimension le caractère d'espace et en vue du Lagrangien auquel il conduit :

(1) $$G_{AB} = \begin{pmatrix} e^{\varphi} g_{\mu\nu} + e^{2\varphi} A_\mu A_\nu & e^{2\varphi} A_\mu \\ e^{2\varphi} A_\nu & e^{2\varphi} \end{pmatrix}.$$

Les indices en capitales romaines varient de 1 à 5, les indices grecs de 1 à 4.

(*) Séance du 27 juin 1955.

Les $g_{\mu\nu}$, A_μ, et φ sont fonction de $x = x_1, x_2, x_3, x_4, x_5$. Les $g_{\mu\nu}$ sont l'analogue des $g_{\mu\nu}(x = x_1, x_2, x_3, x_4)$ du tenseur métrique fondamental de l'espace à 4 dimensions. Les A_μ sont l'analogue des potentiels électromagnétiques. φ est un scalaire dont les effets se combinent avec ceux des $g_{\mu\nu}$.

La cinquième dimension, étant inobservable en tant que telle, est caractérisée par x_5 tel que $x_5 + n\lambda$ représente le même point que x_5, n étant un entier arbitraire. Les seules constantes introduites dans ce formalisme sont donc : la constante de gravitation, la vitesse de la lumière, la constante de Planck et λ.

L'action s'exprime de la façon suivante :

(2) $$I_D = \frac{1}{c\lambda\beta}\int \mathcal{L}_D\, dx_1\, dx_2\, dx_3\, dx_4\, dx_5,$$

où

$$\beta = 16\,G c^{-4} \qquad \text{(où G est la constante de gravitation).}$$

$$\mathcal{L}_D = G^{\frac{1}{2}} G^{MN}\left(\left\{ {A \atop AB} \right\} \left\{ {B \atop MN} \right\} - \left\{ {A \atop MB} \right\} \left\{ {B \atop NA} \right\} \right).$$

A l'approximation linéaire $\mathcal{L}_D$ s'écrit

(3) $$\mathcal{L}_D = -\frac{1}{4} G_{AB,C} G_{AB,C} + \frac{1}{2} G_{AB,C} G_{AC,B} - \frac{1}{2} G_{AB,A} G_{CC,B} + \frac{1}{4} G_{AA,B} G_{CC,B}.$$

Soit en termes des $g_{\mu\nu}$, A_μ et φ :

(4) $$\begin{aligned}\mathcal{L}_D = &-\frac{1}{4} g_{\alpha\beta,\gamma} g_{\alpha\beta,\gamma} + \frac{1}{2} g_{\alpha\beta,\gamma} g_{\alpha\gamma,\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta,\alpha} g_{\gamma\gamma,\beta} + \frac{1}{2} g_{\alpha\alpha,\beta} g_{\gamma\gamma,\beta} \\ &- \frac{1}{4} g_{\alpha\beta,5} g_{\alpha\beta,5} + \frac{1}{4} g_{\alpha\alpha,5} g_{\beta\beta,5} - \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} - \frac{3}{2} \varphi_{,\alpha}\varphi_{,\alpha} + 3\varphi_{,5}\varphi_{,5} \\ &- \frac{1}{2} g_{\alpha\alpha,\beta} A_{\beta,5} - \frac{1}{2} g_{\alpha\alpha,5} A_{\beta,\beta} + g_{\alpha\beta,5} A_{\alpha,\beta} - \frac{3}{2} g_{\alpha\alpha,5} \varphi_{,5} + 3 A_{\alpha,5} \varphi_{,\alpha}.\end{aligned}$$

La théorie est invariante dans des transformations de jauge qui laissent le Lagrangien invariant à une divergence près. A l'approximation linéaire, ces transformations s'écrivent

(5) $$\delta\varphi = \Lambda_{5,5}, \qquad \delta A_\mu = \Lambda_{\mu,5} + \Lambda_{\mu,5}, \qquad \delta g_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} \Lambda_{5,5} + \Lambda_{\mu,\nu} + \Lambda_{\nu,\mu}.$$

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les équations approchées de la théorie d'Einstein-Schrödinger.* Note de Mme **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le second groupe des équations de la théorie d'Einstein-Schrödinger $(R_{\mu\nu}(\Gamma) = \lambda g_{\mu\nu})$ peut se mettre sous la forme rigoureuse [1] :

(1) $$W_{\underset{\vee}{\mu\nu}} = \nabla_\rho L^\rho_{\underset{\vee}{\mu\nu}} + L^\rho_{\underset{\vee}{\mu\nu}} u_\rho - \left(u^\lambda_{\mu\rho} L^\rho_{\underset{\vee}{\lambda\nu}} + u^\rho_{\lambda\nu} L^\lambda_{\underset{\vee}{\mu\rho}} \right) = \frac{2}{3}(\partial_\mu \Gamma_\nu - \partial_\nu \Gamma_\mu) + \lambda\varphi_{\mu\nu},$$

(2) $$W_{\underset{-}{\mu\nu}} = G_{\mu\nu} + \nabla_\rho u^\rho_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\nabla_\mu \nabla_\nu \operatorname{Log} g + u^\rho_{\mu\nu} u_\rho - \left(u^\lambda_{\mu\rho} u^\rho_{\lambda\nu} + L^\lambda_{\underset{\vee}{\mu\rho}} L^\rho_{\underset{\vee}{\lambda\nu}} \right) = \lambda\gamma_{\mu\nu}$$

---

[1] M. A. Tonnelat, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 81.

$L^{\rho}_{\mu\nu} = \{ {}^{\rho}_{\mu\nu} \} + u^{\rho}_{\mu\nu} + \underset{\vee}{L}^{\rho}_{\mu\nu}$ est la connexion affine à vecteur de torsion nul $\left(\underset{\vee}{L}^{\sigma}_{\rho\sigma} = 0\right)$ en fonction de laquelle est définie le tenseur de Ricci $W_{\mu\nu}$; $\{ {}^{\rho}_{\mu\nu} \}$ désigne les symboles de Christoffel formés avec les $\gamma_{\mu\nu}\left(= \underline{g}_{\mu\nu}\right)$, ∇_ρ la dérivée covariante et $G_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci riemannien écrits avec les symboles.

Les équations rigoureuses de la théorie s'obtiennent en remplaçant les $L^{\rho}_{\mu\nu}$, $u^{\rho}_{\mu\nu}$ par leurs valeurs tirées de la solution générale des équations $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$ [2]. On en déduit aussi les équations de la théorie à un ordre donné d'approximation sans passer par des approximations successives. Limitons-nous ici au deuxième ordre. Il est commode, comme nous l'avons déjà indiqué, de supposer que les $\varphi_{\mu\nu}\left(= \underset{\vee}{g}_{\mu\nu}\right)$ seuls sont petits et de se limiter, en ce qui les concerne, aux termes du deuxième ordre sans faire aucune hypothèse sur les $\gamma_{\mu\nu}$ [3].

Au 3ᵉ ordre près, on obtient alors les équations suivantes :

$$(3) \qquad \nabla^{\rho}\varphi_{\mu\rho} = 0 \qquad (\nabla^{\rho} = \gamma^{\rho\sigma}\nabla_\sigma,\ \Box = \nabla^{\rho}\nabla_\rho),$$

$$(4) \qquad \Box\varphi_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\nabla^{\rho}\varphi_{\mu\nu\rho} = \frac{2}{3}(\partial_\mu\Gamma_\nu - \partial_\nu\Gamma_\mu) + \lambda\varphi_{\mu\nu},$$

$$(5) \qquad G_{\mu\nu} - \nabla^{\rho}(\varphi_{\mu\lambda}\nabla^{\lambda}\varphi_{\nu\rho} + \varphi_{\nu\lambda}\nabla^{\lambda}\varphi_{\mu\rho}) + \frac{1}{2}\nabla^{\rho}(\varphi_{\mu\lambda}\varphi_{\nu\rho}{}^{\lambda} + \varphi_{\nu\lambda}\varphi_{\mu\rho}{}^{\lambda})$$
$$- \frac{1}{2}\nabla_\mu\nabla_\nu \operatorname{Log} g + \left(\nabla_\sigma\varphi_{\mu\rho} - \frac{1}{2}\varphi_{\mu\rho\sigma}\right)\left(\nabla^{\rho}\varphi_{\nu}{}^{\underline{\sigma}} - \frac{1}{2}\varphi_{\nu}{}^{\sigma\rho}\right) = \lambda\gamma_{\mu\nu}$$

en soulignant les indices des $\varphi_{\mu\nu}$ élevés à l'aide des γ et en posant :

$$(6) \qquad \varphi_{\mu\nu\rho} = \partial_\mu\varphi_{\nu\rho} + \partial_\rho\varphi_{\mu\nu} + \partial_\nu\varphi_{\rho\mu}.$$

D'autre part, les identités fondamentales que vérifie le tenseur de Riemann-Christoffel $G^{\rho}{}_{\mu\nu\sigma}$ (; ;) nous permettent d'écrire en tenant compte de (3) et de (5)

$$\nabla^{\rho}\varphi_{\mu\nu\rho} = \Box\varphi_{\mu\nu} - G^{\rho\sigma}{}_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma} - 2\lambda\varphi_{\mu\nu}.$$

En comparant avec (4) et en posant [4]

$$\partial_\mu\Gamma_\nu \quad \partial_\nu\Gamma_\mu = \quad \frac{3}{4}\chi F_{\mu\nu},$$

on obtient les équations de la théorie sous la forme suivante :

Pour l'électromagnétisme

$$\nabla^{\rho}\varphi_{\mu\rho} = 0,$$
$$\Box\varphi_{\mu\nu} = -\chi F_{\mu\nu} - G^{\tau\sigma}{}_{\mu\nu}\varphi_{\tau\sigma},$$

---

[2] M.-A. TONNELAT, *Ibid.* et aussi *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 21.

[3] *Cf.* [1] et aussi LENOIR, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1400.

Dans [1] nous avions cherché à conserver les équations maxwelliennes $\varphi_{\mu\nu\rho} = 0$, ce que nous ne supposons plus ici.

[4] Rappelons que Γ_μ est le vecteur de torsion de la connexion $\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$ primitive. Celle-ci définit le tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}$ qui intervient dans le principe variationnel et Γ_μ reste arbitraire. Cf. *La théorie d'Einstein et quelques-uns de ses développements*, chap. II, Gauthier-Villars, 1955.

avec les conditions

$$\nabla^\rho \varphi_{\mu\nu\rho} = -\chi F_{\mu\nu} - 2\lambda\varphi_{\mu\nu} - 2G^{\rho\sigma}{}_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma},$$

$$\nabla^\nu(\chi F_{\mu\nu}) = -2G_{\mu\rho}{}^{\lambda\nu}\nabla^\rho\varphi_{\lambda\nu},$$

$$\frac{1}{6}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}\square\varphi_{\mu\nu\lambda} = \frac{\lambda}{2}\varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}\varphi_{\mu\nu\lambda} - \varepsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}G^{\tau\rho}{}_{\mu\nu}\Delta_\lambda\varphi_{\tau\rho}.$$

Pour la gravitation

$$G_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}G + \lambda\gamma_{\mu\nu} = \chi(\tau_{\mu\nu} + M_{\mu\nu} + X_{\mu\nu} + Y_{\mu\nu}),$$

à condition de poser

$$\tau_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}(\varphi_{\mu\tau}F_\nu{}^\tau + \varphi_{\nu\tau}F_\mu{}^\tau) + \frac{1}{4}\gamma_{\mu\nu}\varphi_{\lambda\tau}F^{\lambda\tau},$$

$$M_{\mu\nu} = \frac{1}{4\chi}\left(\varphi_{\mu\tau\rho}\varphi_\nu{}^{\tau\rho} - \frac{1}{6}\gamma_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma\lambda}\varphi^{\rho\sigma\lambda}\right),$$

$$X_{\mu\nu} = \frac{1}{\chi}\left[(\Delta^\rho\varphi_{\nu\lambda})(\Delta^\lambda\varphi_{\mu\rho}) + \frac{1}{4}\nabla_\mu\nabla_\nu(\varphi_{\rho\sigma}\varphi^{\underline{\rho}\underline{\sigma}}) - \frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}(\nabla_\lambda\varphi_{\rho\tau})(\nabla^\lambda\varphi^{\underline{\rho}\underline{\tau}}) + \frac{\chi}{2}\gamma_{\mu\nu}\varphi_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma}\right],$$

$$Y_{\mu\nu} = -\frac{1}{2\chi}\left[G^{\rho\sigma}{}_{\nu\tau}\varphi_{\rho\sigma}\varphi_\mu{}^{\underline{\tau}} + G^{\rho\sigma}{}_{\mu\tau}\varphi_{\rho\sigma}\varphi_\nu{}^{\underline{\tau}} - \frac{3}{2}\gamma_{\mu\nu}G^{\rho\sigma}{}_{\lambda\tau}\varphi_{\rho\sigma}\varphi^{\underline{\lambda}\underline{\tau}}\right].$$

$\tau_{\mu\nu}$ est un tenseur de Maxwell écrit dans un système champs-inductions qui lie les $\varphi_{\mu\nu}(=g_{\underset{\vee}{\mu\nu}})$ aux $F_{\mu\nu}$ définis par (8); $M_{\mu\nu}$ ne contient que le courant $\varphi_{\mu\nu\rho}$ et joue le rôle d'un tenseur matériel; $Y_{\mu\nu}$ se rattache directement à la présence de la courbure riemannienne. Il disparaît au second ordre quand on fait les hypothèses habituelles sur l'ordre de grandeur des γ.

En formant les divergences de ces différents tenseurs, on obtient

$$\nabla^\nu\chi(\tau_{\mu\nu} + M_{\mu\nu} + X_{\mu\nu} + Y_{\mu\nu}) = 0.$$

Ainsi les équations en divergence nulle pour l'ensemble des constituants du tenseur d'énergie se trouvent bien vérifiées au troisième ordre près.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *L'emploi de la métrique $h^{\mu\nu}$ et des champs $f^{\mu\nu}$ pour l'obtention des équations du mouvement.* Note de M. **Pham Tan Hoang**, présentée par M. Louis de Broglie.

Approximation des équations du champ quand on prend $h^{\mu\nu}$ pour métrique et $f^{\mu\nu}$ comme champ électromagnétique.

1. Dans la théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger [1], posons

$$g_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} + \varphi_{\mu\nu}, \qquad g^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} + f^{\mu\nu},$$

$$L^\rho_{\mu\nu} = \left\{ \begin{matrix} \rho \\ \mu\nu \end{matrix} \right\} + M^\rho_{\mu\nu} = \overline{\left\{ \begin{matrix} \rho \\ \mu\nu \end{matrix} \right\}} + \overline{M}^\rho_{\mu\nu}, \tag{1}$$

(1) Mme M.-A. Tonnelat, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 81; 13, 1952, p. 177; 16, 1955, p. 21 dont nous prenons les notations.

où $\gamma_{\nu\mu}$ et $h^{\mu\nu}$, tenseurs symétriques; $\varphi_{\mu\nu}$ et $f^{\mu\nu}$, tenseurs antisymétriques; $[L^{\rho}_{\mu\nu} = \Gamma^{\rho}_{\mu\nu} + (2/3)\,\delta^{\rho}_{\mu}\Gamma_{\nu}]$ est la connexion affine à vecteur de torsion nul associée à la connexion primitive $\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$; $\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}$ et $\overline{\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}}$ symboles de Christoffel relatifs respectivement aux $\gamma_{\mu\nu}$ et aux $h^{\mu\nu}$; indice grec $= 1, 2, 3, 0$; indice latin $= 1, 2, 3$.

2. L'approximation des équations du champ permet d'obtenir les équations du mouvement. Il faut faire intervenir les développements des $\gamma_{\mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu}$ jusqu'au troisième ordre, et ceux des $M^{\rho}_{\mu\nu}$ jusqu'au quatrième ordre. En prenant $\gamma_{\mu\nu}$ comme métrique et $\varphi_{\mu\nu}$ comme champ électromagnétique, J. Callaway [2] obtient seulement le mouvement d'une particule matérielle (sans charge). W. B. Bonnor [3] a proposé de modifier l'hamiltonien de la théorie, pour avoir un résultat positif.

3. Ce choix n'étant pas satisfaisant, nous proposons de prendre $h^{\mu\nu}$ pour métrique et $f^{\mu\nu}$ pour champ électromagnétique [4]. Si l'on fait les développements suivants en fonction d'un paramètre ε :

$$h_{00} = 1 + \varepsilon^2 \underset{2}{h}_{00} + \varepsilon^4 \underset{4}{h}_{00} + \ldots; \qquad h_{p0} = \varepsilon^3 \underset{3}{h}_{p0} + \varepsilon^5 \underset{5}{h}_{p0} + \ldots;$$
$$h_{pq} = -\delta_{pq} + \varepsilon^2 \underset{2}{h}_{pq} + \varepsilon^4 \underset{4}{h}_{pq} + \ldots;$$
$$f^{pq} = \varepsilon^2 \underset{2}{f}^{pq} + \varepsilon^4 \underset{4}{f}^{pq} + \ldots; \qquad f^{p0} = \varepsilon^3 \underset{3}{f}^{p0} + \varepsilon^5 \underset{5}{f}^{p0} + \ldots$$

on trouve, à l'aide des relations entre les $\gamma_{\mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu}$ et les $h^{\mu\nu}$, $f^{\mu\nu}$ les valeurs des γ_{00}, γ_{p0}, γ_{pq}, φ_{pq}, φ_{p0}.

De (1) on tire

$$\overline{M}^{\rho}_{\mu\nu} - M^{\rho}_{\mu\nu} = \left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\} - \overline{\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}}.$$

Le calcul montre qu'à partir du quatrième ordre les $\overline{M}^{\rho}_{\mu\nu}$ diffèrent des $M^{\rho}_{\mu\nu}$:

$$(2)\quad \begin{cases} \underset{4}{\overline{M}}{}^{l}_{00} - \underset{4}{M}{}^{l}_{00} = \underset{4}{\overline{M}}{}^{0}_{0l} - \underset{4}{M}{}^{0}_{0l} = \frac{1}{4}\,\partial_l\left(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij}\right), \\ \underset{4}{\overline{M}}{}^{l}_{mn} - \underset{4}{M}{}^{l}_{mn} = \frac{1}{4}\Big[\partial_m\left(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{lr}\underset{2}{f}^{rn}\right) + \partial_n\left(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{lr}\underset{2}{f}^{rm}\right) \\ \qquad\qquad - \partial_l\left(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{nr}\underset{2}{f}^{rm}\right)\Big]. \end{cases}$$

4. Considérons un système de particules chargées. Soit S_k une surface fermée entourant seulement la $k^{\text{ième}}$ particule. Dans la méthode d'Einstein-Infeld, les équations du mouvement de cette particule peuvent être obtenues à partir de

$$(3)\quad \frac{1}{2\pi}\int_{S_k} \underset{4}{\underline{W^{\star}_{mr}}}\, n^r\, dS \equiv \frac{1}{2\pi}\int_{S_k} \underset{4}{\overline{G}}{}^{\star}_{mr}\, n^r\, dS$$
$$+ \frac{1}{2\pi}\int_{S}\left(\underset{4}{\underline{W^{\star}_{mr}}} - \underset{4}{G}{}^{\star}_{mr}\right) n^r\, dS + \frac{1}{2\pi}\int_{S_k}\left(\underset{4}{G}{}^{\star}_{mr} - \underset{4}{\overline{G}}{}^{\star}_{mr}\right) n^r\, dS = 0,$$

---

(2) *Phys. Rev.*, **92**, 1953, p. 1567.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, A, **226**, 1954, p. 366.

(4) Ce choix est préconisé par M. A. Lichnerowicz, *cf.* J. RAT, *Mech. Anal.*, **3**, n° 5, 1954.

où

$$\underset{4}{\underline{A}}^*_{mn} = \underset{4}{\underline{A}}_{mn} + \frac{1}{2}\delta_{mn}\underset{4}{A}_{00} - \frac{1}{2}\delta_{mn}\underset{4}{A}_{ss} \equiv f(A),$$

$$\underset{4}{W}^*_{mn} = f(W), \qquad \underset{4}{\overline{G}}^*_{mn} = f(\overline{G}), \qquad \underset{4}{G}^*_{mn} = f(G),$$

$W_{\mu\nu}$ étant le tenseur de Ricci de la connexion $L^{\rho}_{\mu\nu}$, $\overline{G}_{\mu\nu}$ et $G_{\mu\nu}$ les tenseurs de Ricci formés avec les $\left\{ \overline{\rho \atop \mu\nu} \right\}$ et les $\left\{ \rho \atop \mu\nu \right\}$. On sait que ([2])

$$\frac{1}{2\pi}\int_{S_k} (\underset{4}{W}^*_{mr} - \underset{4}{G}^*_{mr})\, n^r\, dS = 0.$$

Tenant compte de (2) et après transformation :

$$(4) \quad \underset{4}{G}^*_{mn} - \underset{4}{\overline{G}}^*_{mn} = \frac{1}{4}\partial_p \Big\{ \partial_n\big(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{pr}\underset{2}{f}^{rm}\big) - \partial_p\big(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{nr}\underset{2}{f}^{rm}\big) + \delta_{mp}\partial_s\big(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{sr}\underset{2}{f}^{rn}\big) - \delta_{mn}\partial_s\big(\underset{2}{f}^{ij}\underset{2}{f}^{ij} + 2\underset{2}{f}^{sr}\underset{2}{f}^{rp}\big) \Big\};$$

l'accolade est antisymétrique en n, p. On déduit de (4) :

$$(a) \qquad \partial_n\big(\underset{4}{G}^*_{mn} - \underset{4}{\overline{G}}^*_{mn}\big) = 0.$$

$$(b) \qquad \frac{1}{2\pi}\int_{S_k}\big(\underset{4}{G}^*_{mr} - \underset{4}{\overline{G}}^*_{mr}\big)\, n^r\, dS \equiv 0 ;$$

(a) est une condition nécessaire qui montre que l'intégrale du premier membre de (b) est indépendante de la forme de S_k.

L'équation (3) se réduit donc à

$$\frac{1}{2\pi}\int_{S_k} \underset{4}{\overline{G}}^*_{mr}\, n^r\, dS = 0.$$

Dans cette équation n'interviennent pas les $f^{\mu\nu}$, de sorte qu'on n'obtient pas l'action du champ électromagnétique sur la particule chargée. On retrouve seulement un résultat fondamental de la relativité générale, qui permet d'obtenir les équations de mouvement d'une masse dans un champ de gravitation.

Conclusion. — En prenant $h^{\mu\nu}$ comme métrique et $f^{\mu\nu}$ comme champ électromagnétique, on n'obtient que les équations de mouvement des particules matérielles (sans charges). Ce résultat est donc équivalent à celui obtenu par J. Callaway en prenant $\gamma_{\mu\nu}$ et $\varphi_{\mu\nu}$ ([3]).

([3]) Selon une suggestion de M.-A. Tonnelat, nous avons essayé de considérer $\sqrt{h/g}\, h^{\mu\nu}$ et $\sqrt{h/g}\, f^{\mu\nu}$. Alors $\underset{4}{G}^*_{mn} - \underset{4}{\overline{G}}^*_{mn}$ contient en plus le terme $\frac{1}{4}\partial_p\{\delta_{mn}\partial_p(\underset{2}{f}\,\underset{2}{f}) - \delta_{mp}\partial_n(\underset{2}{f}\,\underset{2}{f})\}$, qui est encore un terme de divergence, de sorte que l'on arrive au même résultat.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La solution générale des équations d'Einstein* $g^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}{}_{;\rho}=0$.

Note de M[lle] **Stamatia Mavridès**, présentée par M. Louis de Broglie.

On connaît [1] la solution générale des équations d'Einstein

$$g_{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu};\rho}=0 \tag{1}$$

qui détermine complètement la connexion affine $\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$ en fonction du tenseur fondamental $g_{\mu\nu}=\gamma_{\mu\nu}+\varphi_{\mu\nu}$. Cette solution s'exprime donc directement au moyen d'une métrique qui — à un invariant près — coïncide avec les $\gamma_{\mu\nu}$. Or, A. Lichnerowicz [2] a donné des arguments pour caractériser la métrique non par les $\gamma_{\mu\nu}$ mais — à un invariant près — par les $h_{\mu\nu}$ tels que

$$g^{\mu\nu}=h^{\mu\nu}+f^{\mu\nu}$$

($hh^{\mu\nu}=$ mineur $h_{\mu\nu}$, et $ff^{\mu\nu}=$ mineur $f_{\mu\nu}$).

Il est donc souhaitable d'exprimer la connexion affine non pas en fonction des $\gamma_{\mu\nu}$ et des $\varphi_{\mu\nu}$, mais en fonction des $h_{\mu\nu}$ et des $f_{\mu\nu}$. Pour cela, on peut évidemment transposer la solution calculée par M.-A. Tonnelat en utilisant les relations de correspondance entre les variables $\gamma_{\mu\nu}$, $\varphi_{\mu\nu}$, $h_{\mu\nu}$ et $f_{\mu\nu}$ [3]. Mais pratiquement, il est moins compliqué de reprendre la question à la base et de résoudre les équations

$$g^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}{}_{;\rho}=0 \tag{2}$$

la méthode de résolution est, bien entendu, analogue à celle de M. A. Tonnelat. Il existe néanmoins des différences importantes entre la résolution des équations (1) et celle des équations (2). Nous ne pouvons donner ici le détail des calculs qui seront publiés ailleurs. Soit $\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}$ la connexion affine et $\Gamma^{\rho}_{\underset{\vee}{\mu\nu}}$ sa partie antisymétrique. Posons

$$\Gamma^{\rho}_{\mu\nu}=\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}+v^{\rho}_{\underline{\mu\nu}}+\Gamma^{\rho}_{\underset{\vee}{\mu\nu}} \tag{3}$$

avec

$$\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}=\frac{1}{2}h^{\rho\sigma}(\partial_{\mu}h_{\nu\sigma}+\partial_{\nu}h_{\mu\sigma}-\partial_{\sigma}h_{\mu\nu}) \tag{4}$$

on trouve, d'après (2) :

$$\begin{aligned}2v_{\underline{\mu\nu},\rho}=2h_{\rho\lambda}v^{\lambda}_{\underline{\mu\nu}}&=\left(h_{\mu a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\rho},\nu}+h_{\nu a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\rho},\mu}\right)f^{\sigma a}\\&-\left(h_{\rho a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\mu},\nu}+h_{\nu a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\mu},\rho}+h_{\mu a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\nu},\rho}+h_{\rho a}\Gamma_{\underset{\vee}{\sigma\nu},\mu}\right)f^{\sigma a}.\end{aligned} \tag{5}$$

---

(1) M.-A. Tonnelat, *J. Phys. Rad.*, **12**, 1951, p. 81; **16**, 1955, p. 21; *La théorie du champ unifié d'Einstein et quelques-uns de ses développements*, Gauthier-Villars, 1955, p. 37.

(2) A. Lichnerowicz, *Les théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme* Masson, 1955, p. 288.

(3) M.-A. Tonnelat, *J. Phys. Rad.*, **16**, 1955, p. 22, équat. (19).

La connexion affine s'exprime donc encore en fonction de sa partie antisymétrique $\Gamma_{\underset{\vee}{ab},\rho} = h_{\rho\sigma}\Gamma^{\sigma}_{\underset{\vee}{ab}}$. Celle-ci a la forme suivante :

$$(a^2+b^2)\,\Gamma_{ab,\rho} = a\,\mathrm{V}_{ab,\rho} + b\,\mathrm{V}^{\star}_{ab,\rho}, \tag{6}$$

en posant

$$\left\{\begin{aligned} & a = 2 - \frac{h}{g} + \frac{6h}{f}, \qquad b = \frac{-2\sqrt{-h}}{\sqrt{f}}\left(3 - \frac{h}{g} + \frac{h}{f}\right), \\ & \mathrm{V}_{\underset{\vee}{ab},\rho} = \left(2 - \frac{h}{g} + \frac{h}{f}\right)\mathrm{U}_{\underset{\vee}{ab},\rho} + \frac{2\sqrt{-h}}{\sqrt{f}}\,\mathrm{U}^{\star}_{\underset{\vee}{ab},\rho} - \mathrm{U}_{\underset{\vee}{ab},\bar{\bar{\rho}}}. \end{aligned}\right. \tag{7}$$

et enfin

$$\left\{\begin{aligned} \mathrm{U}_{\underset{\vee}{ab},\rho} = {} & -\frac{1}{2} f_{\underline{a}\underline{b}\underline{\rho}} + {}_{\rho}\nabla f_{\underline{ab}} \\ & - \left(\frac{g}{f} f_{\mu\nu\rho} + \frac{g}{h} f_{\underline{\mu}\underline{\nu}\underline{\rho}}\right)\left\{\frac{h}{4f}\left(f_{\underline{ab}} f^{\underline{\mu}\underline{\nu}} - f_{ab} f^{\mu\nu}\right) + \frac{1}{4} f_{\underline{ab}} f^{\mu\nu} + \frac{h^2}{4fg}\left(1 - \frac{g}{f}\right) f_{ab} f^{\underline{\mu\nu}}\right\} \\ & + f_{\underline{ab}}\,\partial_{\rho}\log\frac{g}{h} - \frac{h}{4f} f_{ab}\,\partial_{\rho}\log\frac{g}{f} - \frac{h}{2\sqrt{f}}\,\varepsilon_{ab\rho\sigma} f^{\underline{\lambda}\underline{\sigma}}\,\partial_{\lambda}\log\frac{g}{h} \\ & - \frac{h\sqrt{-h}}{4f}\,\varepsilon^{\star}_{ab\,\rho\sigma} f^{\underline{\lambda}\underline{\sigma}}\,\partial_{\lambda}\log\frac{g}{f} \\ & + \frac{h}{\sqrt{f}}\,\varepsilon_{ab\rho\sigma} h^{\sigma\lambda}\Gamma_{\lambda} - \frac{h}{2\sqrt{f}} h_{\rho\lambda} f^{\sigma\lambda}\varepsilon_{a\sigma bn} f^{\underline{mn}}\Gamma_{m}, \end{aligned}\right. \tag{8}$$

∇_{ρ} est la dérivée covariante exprimée en fonction des symboles $\left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\}$ ([4]). Les autres notations utilisées sont les suivantes :

$$\left\{\begin{aligned} & f_{\mu\nu\rho} = \partial_{\mu} f_{\nu\rho} + \partial_{\nu} f_{\rho\mu} + \partial_{\rho} f_{\mu\nu}, \qquad f_{\underline{\mu}\underline{\nu}\underline{\rho}} = \partial_{\mu} f_{\underline{\nu\rho}} + \partial_{\nu} f_{\underline{\rho\mu}} + \partial_{\rho} f_{\underline{\mu\nu}}, \\ & f_{\underline{\mu\nu}} = h_{\mu\rho} h_{\nu\sigma} f^{\rho\sigma}, \qquad f^{\underline{\mu\nu}} = h^{\mu\rho} h^{\nu\sigma} f_{\rho\sigma}, \qquad \Gamma_{\lambda} = \Gamma^{\rho}_{\underset{\vee}{\lambda\rho}} \\ & \mathrm{A}_{\bar{\bar{\rho}}} = h_{\rho\sigma} f^{\sigma\tau} h_{\tau\lambda} f^{\lambda\mu}\mathrm{A}_{\mu}, \qquad \mathrm{A}^{\star}_{(ab)\,\rho} = \frac{\sqrt{-h}}{2}\,\varepsilon_{ab\mu\nu} h^{\mu\alpha} h^{\nu\beta}\mathrm{A}_{(\alpha\beta)\,\rho}. \end{aligned}\right. \tag{9}$$

Il y a intérêt à comparer (8) avec la solution générale en $\gamma_{\mu\nu}$ et $\varphi_{\mu\nu}$ obtenue par M. A. Tonnelat ([3]) [équations (71), (82), (83), (84)].

Enfin les conditions d'existence s'écrivent :

$$g(a^2+b^2) \neq 0. \tag{10}$$

Elles sont, bien entendu, les mêmes que dans le cas de l'équation (1). En particulier si $1/\sqrt{f} = f^{12}f^{34} + f^{31}f^{24} + f^{23}f^{14} = 0$, les conditions d'existence sont simplement

$$a = 2 - \frac{h}{g} = 1 - \frac{1}{2} f_{\underline{\mu\nu}} f^{\mu\nu} \neq 0. \tag{11}$$

RELATIVITÉ. — *Sur le champ électromagnétique singulier.* Note (*) de M. **Louis Mariot**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude locale des équations de Maxwell en repère orthonormé. Le champ singulier complètement intégrable. Problème de Cauchy relatif au champ singulier complètement intégrable.

1. Dans la variété espace-temps V_4 de la relativité générale de tenseur fondamental $g_{\alpha\beta}(\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3)$ soit un domaine occupé par un champ électromagnétique pur $F_{\lambda\mu}$. En repère orthonormé $(\vec{e}_\alpha)$ tel que le 2-plan $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ soit parallèle à la fois au vecteur champ électrique E et au vecteur champ magnétique H, les composantes $F_{\lambda\mu}$ s'écrivent ([1]) :

$$(1) \qquad F_{10} = X, \quad F_{20} = Y, \quad F_{30} = 0, \quad F_{23} = L, \quad F_{31} = M, \quad F_{12} = 0.$$

Un tel repère $(\vec{e}_\alpha)$ sera dit repère $\mathcal{R}$.

2. En repère $\mathcal{R}$, les huit équations de Maxwell $\nabla_\alpha F^{\alpha\beta} = 0$, $\nabla_\alpha {}^*F^{\alpha\beta} = 0$, permettent d'écrire les quatre équations suivantes :

$$(2) \quad \begin{cases} a. & \partial_1 \alpha + \partial_2 \beta - dX - eY + \alpha A + \beta B = 0, \\ b. & -\partial_2 \alpha + \partial_1 \beta - eX + dY + \alpha C + \beta D = 0, \\ c. & (\partial_0 - \partial_3)\alpha + X(b - c) - Yq + \alpha E + \beta F = 0, \\ d. & (\partial_0 - \partial_3)\beta - Xq + Y(c - b) + \alpha G + \beta H = 0, \end{cases}$$

dans lesquelles nous avons posé

$$X - M = \alpha, \qquad Y + L = \beta;$$

$$a = \gamma_{300} + \gamma_{303}, \qquad b = \gamma_{011} + \gamma_{311}, \qquad c = \gamma_{022} + \gamma_{322},$$

$$d = \gamma_{100} + \gamma_{103} + \gamma_{130} + \gamma_{133}, \qquad e = \gamma_{200} + \gamma_{203} + \gamma_{230} + \gamma_{233}, \qquad q = \gamma_{102} + \gamma_{132} + \gamma_{201} + \gamma_{231},$$

les $\gamma_{\alpha\beta\gamma}$ étant les coefficients de Ricci correspondant au repère $\mathcal{R}$, A, B, ..., G, H des sommes algébriques de coefficients de Ricci, $\partial_\mu \alpha$, $\partial_\mu \beta$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) les dérivées pfaffiennes de α et β $\left[d\alpha = \partial_\mu \alpha . \omega^\mu,\ ds^2 = (\omega^0)^2 - \sum_i (\omega^i)^2 \right]$.

3. Si le champ est singulier et non identiquement nul, $\alpha = 0$, $\beta = 0$, $X^2 + Y^2 \neq 0$, les équations (2) donnent

$$(3) \qquad d = 0, \quad e = 0, \quad b = c, \quad q = 0,$$

les quantités A, B, ..., H ne s'annulant pas.

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, 1955, dont nous prenons les notations.

Le tenseur d'énergie de Maxwell $\tau_{\alpha\beta}$ associé au champ électromagnétique s'écrit alors

$$\tau_{\alpha\beta} = P^2 l_\alpha l_\beta, \qquad 2P^2 = X^2 + Y^2.$$

Rappelons que les trajectoires du vecteur isotrope $\vec{l}$ sont géodésiques de longueur nulle du ds^2 [2].

4. Un champ singulier sera dit complètement intégrable si le champ des 3-plans $\theta = l_\alpha dx^\alpha = 0$ tangents au cône isotrope est complètement intégrable. Dans ce cas, nous avons [3]

$$(4) \qquad \theta \wedge d\theta = 0.$$

En repère $\mathcal{R}$ dans lequel $\vec{l}$ a les composantes $(1, 0, 0, 1)$ (4) donne les trois conditions indépendantes :

$$d = 0, \qquad e = 0, \qquad \gamma_{102} + \gamma_{132} = \gamma_{201} + \gamma_{231}.$$

5. Nous établissons :

Théorème. — *Étant donné sur une hypersurface S du genre espace, un champ singulier tel que les directions isotropes l de ce champ sur S définissent par l'intermédiaire de la congruence correspondante de géodésiques un champ complètement intégrable de 3-plans tangents au cône isotrope, l'unique solution correspondante des équations de Maxwell au voisinage de S est un champ singulier complètement intégrable.*

Pour effectuer la démonstration, adoptons des repères $\mathcal{R}$ tels que pour ceux dont l'origine est sur S, *seul* le vecteur $\vec{e}_2$ soit dans le 3-plan tangent à S, ce qui est toujours possible puisque S n'est pas isotrope. Les conditions d'intégrabilité $d = 0$, $e = 0$, permettent d'écrire les équations $(2a)$, $(2b)$, sous la forme

$$(5) \qquad \partial_1 \alpha + \partial_2 \beta + \alpha A + \beta B = 0, \qquad -\partial_2 \alpha + \partial_1 \beta + \alpha C + \beta D = 0,$$

ces équations étant satisfaites sur S et au voisinage de S.

Sur S, α et β sont donnés, donc les dérivées tangentielles $\partial_2 \alpha$ et $\partial_2 \beta$. Les dérivées obliques $\partial_1 \alpha$ et $\partial_1 \beta$ sont alors déterminées par les équations (5) :

$$\partial_1 \alpha = -\partial_2 \beta - \alpha A - \beta B = \text{données de Cauchy},$$
$$\partial_1 \beta = \partial_2 \alpha - \alpha C - \beta D = \text{données de Cauchy}.$$

Il en sera de même pour les dérivées d'ordre supérieur.

Comme sur S, $\alpha = 0$, $\beta = 0$, la solution unique correspondante des équations (5), au voisinage de S est la solution identiquement nulle.

---

(2) L. Mariot, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2055.

(3) E. Cartan, *Systèmes différentiels extérieurs et leurs applications géométriques*, Hermann, 1945.

MÉCANIQUE QUANTIQUE. — *Quelques résultats relatifs à un opérateur non hermitique défini sous forme implicite.* Note (*) de MM. **André Herpin** et **Claude Mercier**, présentée par M. Francis Perrin.

Dans l'étude d'un modèle nucléaire que nous avons utilisé pour la théorie de la photodésintégration, nous avons introduit un hamiltonien défini sous forme implicite permettant de généraliser le modèle de la « boule de cristal ». Dans la présente Note nous donnons un résumé des résultats mathématiques que nous avons obtenus pour de tels opérateurs.

1. En vue de généraliser la notion de potentiel complexe en mécanique quantique, nous avons été amenés à introduire des opérateurs non hermitiques définis sous forme implicite

(1) $$H = H_0 - i\alpha V(\vec{r}) f(H) \qquad \text{avec} \quad H_0 = -\nabla^2 + U(\vec{r})$$

$U(\vec{r})$ et $V(\vec{r})$ sont des fonctions réelles à carré sommable et $f(x)$ est une fonction réelle. L'équation (1) définit d'une façon générale une infinité d'opérateurs dont un seul tend vers H_0 lorsque α tend vers zéro. C'est cet opérateur que nous étudierons par la suite. Dans le cas particulier, $f(x) = x - a$, (1) est résoluble sous la forme

(2) $$H = [1 + i\alpha V]^{-1} [H_0 + i\alpha V a].$$

2. A H, nous associons l'opérateur $\tilde{H}$ défini par

(1') $$\tilde{H} = H_0 - i\alpha f(\tilde{H}) V(\vec{r}),$$

H_0 étant un opérateur symétrique, $\tilde{H}$ est le transposé de H :

(3) $$\int f \tilde{H} g \, d\tau = \int g H f \, d\tau.$$

Nous avons montré que ces deux opérateurs sont liés par la relation

(4) $$(1 + K) H = \tilde{H} (1 + K).$$

Si $f(x) = \sum_n a_n x^n$, l'opérateur K est défini par

(5) $$K = i\alpha \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sum_{j=0}^{n-1} \tilde{H}^j V(\vec{r}) H^{n-1-j}.$$

L'opérateur K est symétrique, $K = \tilde{K}$.

Soit une fonction propre ψ telle que $H\psi = E\psi$. Appliquons à ψ les deux membres de (3) :

(6) $$E(1 + K)\psi = \tilde{H}(1 + K)\psi.$$

(*) Séance du 4 juillet 1955.

On en déduit que les fonctions propres de $\tilde{H}$ sont $\tilde{\psi} = (1 + K)\psi$ et que les valeurs propres de H et $\tilde{H}$ sont les mêmes. Le comportement asymptotique de ψ et $\tilde{\psi}$ est le même.

D'après l'équation (3), si ψ_k et $\tilde{\psi}_l$ sont deux fonctions propres

$$(7) \qquad (E_k - E_l)\int \psi_k \tilde{\psi}_l \, d\tau = (E_k - E_l)\int \psi_k (1 + K)\psi_l \, d\tau = 0.$$

Deux fonctions propres appartenant à des valeurs propres différentes sont donc orthogonales, si l'on définit l'orthogonalité de deux fonctions par

$$(8) \qquad \int f(1 + K)g \, d\tau = 0.$$

On peut normaliser les fonctions ψ_k. Toute fonction f peut alors être développée :

$$(9) \qquad f = \sum_k a_k \psi_k + r; \qquad a_k = \int f \tilde{\psi}_k \, d\tau.$$

La fonction r est orthogonale à toutes les fonctions ψ_k et orthogonale à elle-même.

3. En utilisant la relation (3), on peut mettre H sous la forme

$$(10) \qquad H = (1 + K)^{-1}(H_0 + iR);$$

$$(11) \qquad R = \alpha \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sum_{j=1}^{n-1} \tilde{H}^j V(\vec{r}) H^{n-j} - \alpha V a_0; \qquad R = \tilde{R}.$$

Cette forme est bien adaptée à la généralisation de l'équation de Schrödinger dépendant du temps qui s'écrit, en présence d'une perturbation extérieure $A(t)$

$$(12) \qquad i\frac{\partial}{\partial t}\psi = [H_0 + A(t)]\psi.$$

Nous la généraliserons en posant

$$(13) \qquad i\frac{\partial}{\partial t}\psi = \frac{1}{1 + K}[H_0 + A(t) + iR]\psi.$$

K et R étant définis comme ci-dessus.

4. On peut mettre ce problème sous forme variationnelle. Toute fonction $g(x)$ restreinte par la condition

$$(14) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)(1 + K)g(x)\, dx = 1$$

qui rende stationnaires les parties réelle et imaginaire de la fonctionnelle

$$(15) \qquad \Lambda(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{dg}{dx}\right)^2 + g(x)\left\{U(x) + i\alpha \sum_{n=2}^{\infty} a_n \sum_{j=0}^{n-2} \tilde{H}^{j+1} V(x) H^{n-j-2}\right\} g(x)\, dx$$

est une fonction propre de H. La valeur stationnaire de l'intégrale est une valeur propre.

PHYSIQUE GÉNÉRALE. — *Un point de vue algébrique en théorie macroscopique de l'observation.* Note (*) de M. **Robert Vallée**, présentée par M. Louis de Broglie.

On considère des opérateure $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{Z}$ qui réduisent dans une observation, respectivement, le « champ » spatiotemporel et l'ensemble des « fréquences » (spatiales et temporelles). Au produit et à la somme de deux opérateurs $\mathfrak{A}$ (ou $\mathfrak{Z}$) correspondent, respectivement, la « mise en série » et la « mise en parallèle » des deux dispositifs d'observation associés.

Nous considérons des opérateurs $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{Z}$ [1]. Les opérateurs $\mathfrak{A}$ décrivent les propriétés de certains dispositifs d'observation dont l'un des effets est de réduire, dans l'espace et dans le temps, l'étendue du « champ » où est observé le phénomène représenté par une fonction $f(\mathrm{M}, t)$ du lieu M et de l'instant t. Ils font ainsi correspondre à une fonction $f(\mathrm{M}, t)$ une fonction $g(\mathrm{M}, t)$ telle que

$$g(\mathrm{M}, t) = \mathrm{A}(\mathrm{M}, t) f(\mathrm{M}, t),$$

la fonction, à valeurs réelles, $\mathrm{A}(\mathrm{M}, t)$ étant nulle partout sauf sur un ensemble λ dont la mesure donne l'étendue du « champ » spatiotemporel d'observation. L'enregistrement cinématographique d'une scène à deux dimensions fait intervenir (en plus d'un opérateur $\mathfrak{Z}$) un opérateur $\mathfrak{A}$, il y a en effet réduction du « champ » spatial et réduction, par effet stroboscopique, du « champ » temporel.

Les opérateurs $\mathfrak{Z}$ jouent, pour les « fréquences spatiales » Ω (ou encore ξ, η, ζ) et la fréquence temporelle ω, le même rôle que les opérateurs $\mathfrak{A}$ pour le lieu M (ou x, y, z) et l'instant t. On a, $\mathcal{F}$ désignant la transformation de Fourier,

$$g(\mathrm{M}, t) = \mathcal{F}^{-1} \mathrm{Z}(\Omega, \omega) \mathcal{F} f(\mathrm{M}, t),$$

la fonction $\mathrm{Z}(\Omega, \omega)$ [2] étant nulle partout sauf sur un ensemble μ [notons que, $f(\mathrm{M}, t)$ et $g(\mathrm{M}, t)$ devant être à valeurs réelles, il est nécessaire que l'on ait $\mathrm{Z}(\Omega, \omega) = \mathrm{Z}^*(-\Omega, -\omega)$]. Si l'on ne tient pas compte des limitations de « champ » (correspondant à un opérateur $\mathfrak{A}$) un microscope électronique peut, à une homothétie de l'image près, être schématisé par un opérateur $\mathfrak{Z}$ (les aberrations géométriques apportent, en première approximation, une limita-

(*) Séance du 27 juin 1955.

(1) *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 1350.

(2) Si $h(\mathrm{Q}, r)$ est la fonction dont $\mathrm{Z}(\Omega, \omega)$ est la transformée de Fourier, il est nécessaire d'avoir

$$h(\mathrm{Q}, r) \equiv 0 \quad \text{si} \quad r < 0$$

pour que les résultats d'observation ne puissent être antérieurs aux phénomènes correspondants. Cette condition étant incompatible avec le fait que $\mathrm{Z}(\Omega, \omega)$ s'annule identiquement dans un domaine, les opérateurs $\mathfrak{Z}$ sont « idéaux » à la manière des « filtres idéaux » de la radioélectricité

tion au domaine des « fréquences spatiales » que comporte l'image et le temps de rémanence de l'écran limite le domaine des fréquences temporelles ([3]).

Il est évident que les opérateurs $\mathfrak{A}$ (ou $\mathfrak{Z}$) forment un anneau, commutatif, possédant des diviseurs de zéro. Certains des dispositifs d'observation qu'ils représentent peuvent former aussi un anneau si des conditions physiques particulières sont satisfaites. Le produit de deux opérateurs $\mathfrak{A}$ (ou $\mathfrak{Z}$) correspond à la « mise en série » ([4]) des deux dispositifs d'observation associés : par exemple, dans le cas d'opérateurs $\mathfrak{Z}$, l'association de deux systèmes centrés optiques.

La somme de deux opérateurs $\mathfrak{A}$ (ou $\mathfrak{Z}$) correspond à la « mise en parallèle » ([4]) des dispositifs correspondants : par exemple, dans le cas d'opérateurs $\mathfrak{A}$, l'emploi simultané de deux dispositifs d'éclairage stroboscopique.

Remarquons que si μ_1, μ_2, μ_3 sont les ensembles signalés plus haut, associés respectivement aux opérateurs $\mathfrak{Z}_1$, $\mathfrak{Z}_2$, $\mathfrak{Z}_3$ on a évidemment

$$\mu_3 = \mu_2 \cup \mu_1 \quad \text{si} \quad \mathfrak{Z}_3 = \mathfrak{Z}_2 + \mathfrak{Z}_1$$

et

$$\mu_3 = \mu_2 \cap \mu_1 \quad \text{si} \quad \mathfrak{Z}_3 = \mathfrak{Z}_2 \mathfrak{Z}_1.$$

Les mêmes relations sont valables pour des opérateurs $\mathfrak{A}$ et les ensembles λ correspondants.

Dans le cas spécial où les opérateurs $\mathfrak{A}$ (ou $\mathfrak{Z}$) ont des fonctions associées $A(M, t)$ [ou $Z(\Omega, \omega)$] égales à un sur les ensembles λ (ou μ) ces opérateurs forment évidemment un treillis si l'on définit une opération $\oplus$ (pour des opérateurs $\mathfrak{Z}$: $\mathfrak{Z}_1 \oplus \mathfrak{Z}_2 = \mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2 - \mathfrak{Z}_1 \mathfrak{Z}_2$) et une relation d'ordre (pour des opérateurs $\mathfrak{Z}$: $\mathfrak{Z}_2$ précède $\mathfrak{Z}_1$ si $\mu_2 \supset \mu_1$). Certains des dispositifs d'observation correspondants forment alors un treillis quand se trouvent satisfaites des conditions physiques particulières.

ÉLECTRICITÉ. — *Résonance-série avec condensateur non linéaire.* Note (*) de M. Jean-Claude Hoffmann, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur met en évidence par une méthode graphique les résonances multiples et l'hystérésis d'un circuit résonnant-série, accordé par un condensateur non linéaire, et précise la forme des courbes de résonance.

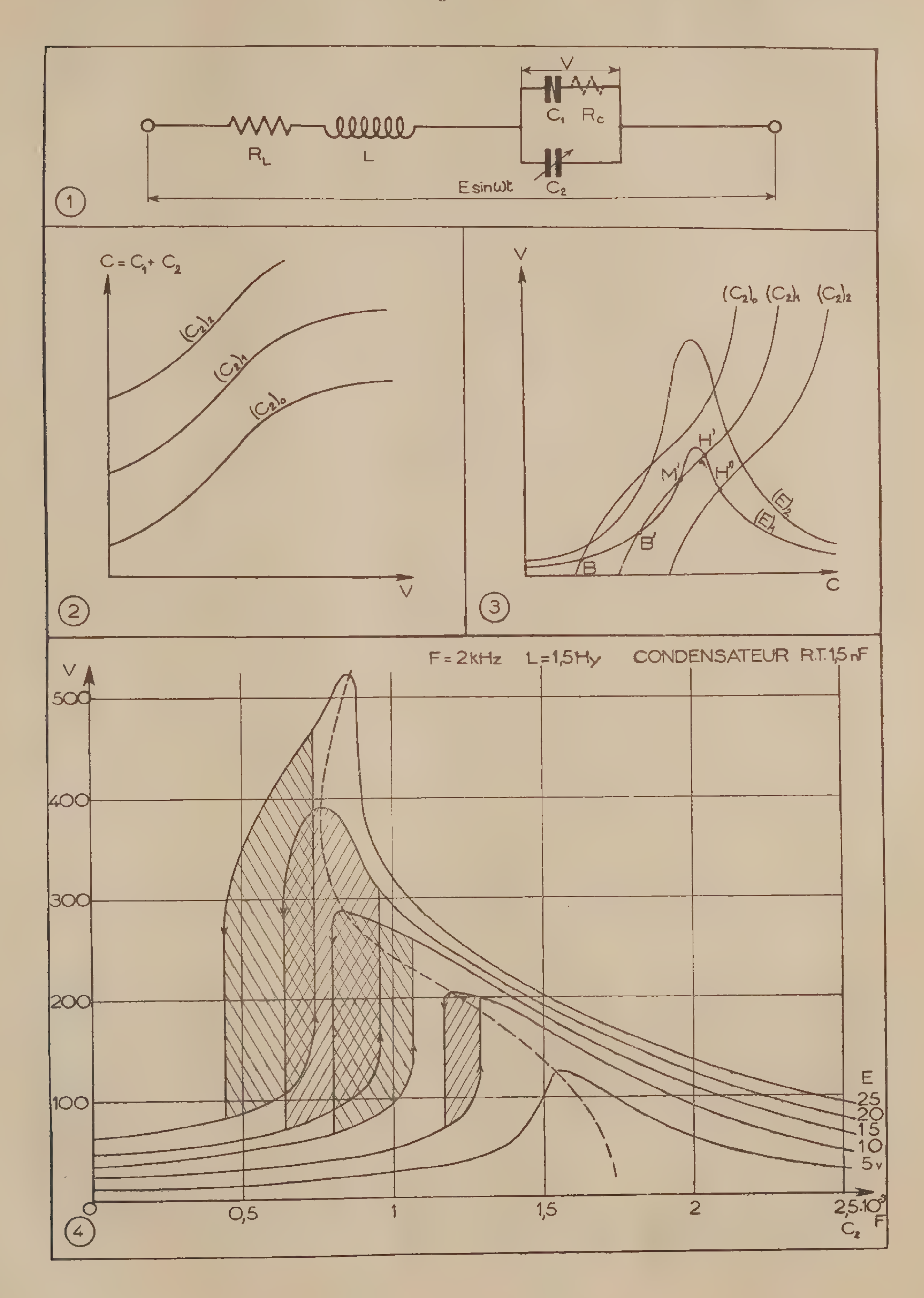
Dans le schéma de la figure 1, C_1 est un condensateur non linéaire à diélectrique ferro-électrique (titanate de barium), C_2 est un condensateur variable, la self L est une self sans fer.

([3]) Le cas des instruments d'optique conduit à des opérateurs qui réduisent l'ensemble des « fréquences spatiales » (*cf.* Duffieux, *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'Optique*, 1940; Perrot et Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 539; Wiener, *J. Opt. Soc. Am.*, 1953, p. 225).

([4]) Allusion à l'algèbre des circuits.

(*) Séance du 4 juillet 1955.

La capacité de C_1 varie avec l'amplitude V de la tension alternative développée à ses bornes. L'allure de la variation globale de $C = C_1 + C_2$ est représentée,



pour un condensateur non linéaire donné, par la figure 2, avec C_2 comme paramètre.

Si l'ensemble des deux condensateurs (C_1, C_2) est remplacé par un condensateur C dans la figure 1, on peut tracer V(C) avec E comme paramètre, en tenant compte de R_L et R_C L, et ω restant fixes; c'est une courbe de résonance classique.

Pour obtenir les points figuratifs de l'état du système pour un réglage donné : il suffit de superposer les deux graphiques V(C). Ces points devant satisfaire aux deux conditions, ce sont donc les points d'intersection des deux réseaux (*fig.* 3).

Selon la valeur du paramètre C_2 et à E constant, on obtient, soit un, soit trois points de fonctionnement. Seuls, les points B et H sont stables. Si l'on fait varier C_2 selon que l'on procède par valeur croissante ou décroissante, la courbe $V(C_2)$ n'est pas décrite de façon univoque. Si, pendant les variations de C_2, les deux courbes V(C) deviennent tangentes, les deux points de fonctionnement forment un point double : (BM) ou (MH). Si C_2 continue à varier dans le même sens, le point double disparaît, le mode de fonctionnement change : il se produit une discontinuité dans la variation $V(C_2)$. Ce passage d'un mode au suivant est fonction du sens de la variation. Il se produit donc un phénomène d'hystérésis.

La figure 4 est relative à des résultats expérimentaux qui précisent la forme du réseau des courbes $V(C_2)$ pour diverses valeurs de la tension injectée E. Le maximum se déplace quand E varie. Pour E = 25 V, $V(C_2)$ présente une légère discontinuité sur le flanc opposé aux discontinuités produites par le passage des modes B et H de l'un à l'autre. Cela est dû à la présence de deux modes nouveaux correspondant à trois nouveaux points d'intersection des réseaux V(C), situés dans la partie décroissante de C_1 en fonction de V (saturation du diélectrique).

MAGNÉTISME. — *Susceptibilité magnétique de l'oxyde cuivrique* CuO. Note (*) de MM. **Henri Bizette** et **Belling Tsaï**, présentée par M. Gaston Dupouy.

D'après G. Tunell, E. Ponsjak et C. J. Ksanda ([1]) CuO possède une structure monoclinique (*fig.* 1). On peut considérer le cristal, soit comme formé de deux séries de chaînes en zigzag K_1, K_2, K_3, ..., K'_1, K'_2, K'_3, ... se projetant sur les plans (*ac*) suivant des lignes parallèles f_1, f_2, f_3, ..., f'_1, f'_2, f'_3, ..., soit comme formé de « molécules doubles » telles que $A_1 N_1 B_2 N'_2$ et A'_2, M'_2 DE, les quadrilatères $A_1 N_1 B_2 N'_2$ et $A'_2 M'_2$ DE étant des losanges dont les plans font entre eux un angle voisin de 90° (88°,40′).

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) J. Wash, *Ac. Sc.*, 23, 1933, p. 195.

Lors de la dissociation thermique de CuO donnant naissance à Cu_2O, les atomes d'oxygène appartenant à l'une des séries de chaînes (K' par exemple) abandonnent le réseau, tandis que les atomes d'oxygène appartenant à l'autre série (K) et les atomes de cuivre se déplacent légèrement et forment respectivement un réseau cubique centré et un réseau cubique à faces centrées.

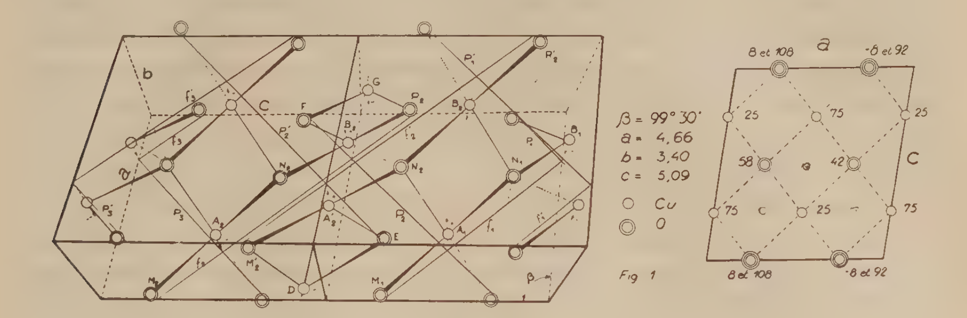


Fig 1

La chaleur spécifique de CuO présente une très faible anomalie à un température T_λ égale à 220° K d'après J. H. Hu et H. Johnston [2], à 230° K d'après G. Assayag et H. Bizette [3].

La susceptibilité magnétique déterminée d'une part par Honda et Ishiwara [4] entre 100 et 700° K, d'autre part par Klemm et Schüth [5], entre 300 et 700° K,

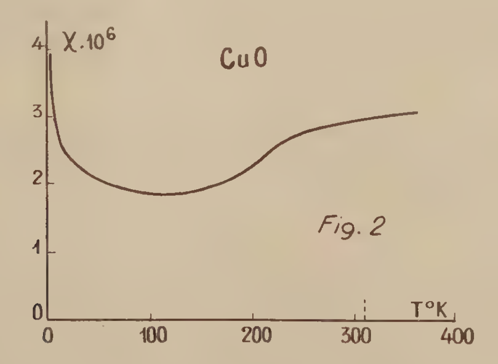


Fig. 2

présente un maximum très aplati. Les résultats obtenus par ces auteurs ne concordant pas, il nous a paru utile de reprendre les mesures sur le produit utilisé par G. Assayag et de les étendre aux très basses températures (4° K).

Les résultats sont représentés sur la figure 2. Aucune discontinuité ne se

---

(2) *J. Am. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2471.

(3) *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 238.

(4) *Sc. Rep. Tôhoku Univ.*, 4, 1915, p. 205.

(5) *Z. anorg. ü, allg. chim.*, **203**, 1931, p. 104.

produit à la température T_λ. Néanmoins, l'étude du spectre de diffraction des neutrons effectuée par B. N. Brockhouse ([6]) montre qu'au-dessous de $T_\lambda = 230°$ K les moments magnétiques des atomes de cuivre des chaînes K et K' se couplent, à l'intérieur de ces chaînes, antiparallèlement les uns aux autres par l'intermédiaire des atomes d'oxygène.

Nous pouvons alors expliquer les propriétés magnétiques de CuO de la façon suivante : au-dessus de T_λ le réseau est de nature moléculaire, le caractère covalent des liaisons entre les atomes de cuivre et d'oxygène fait apparaître des groupements $(CuO)_2$, dont la proportion augmente quand la température diminue, les moments des deux atomes de cuivre de la « molécule double » se couplant entre eux suivant une direction quelconque, variant d'un groupe à un autre, d'où une susceptibilité présentant un maximum très aplati.

Au-dessous de T_λ apparaît une structure en chaînes, les moments des atomes de cuivre se couplant antiparallèlement le long d'une chaîne suivant une même direction Δ, la même pour toutes les chaînes. Il en résulte une baisse marquée de la susceptibilité. Lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à Δ, la susceptibilité n'est pas indépendante de la température, elle croît quand la température s'abaisse de 100 à 4° K, cette remontée pouvant être également due en partie au fait que le produit utilisé ne répond vraisemblablement pas rigoureusement à la composition stœchiométrique.

De plus, on conçoit que la température T_λ de CuO se place à part dans la série des températures d'anomalie des oxydes bivalents de la famille du fer, le cuivre n'étant certainement pas à l'état ionisé Cu^{2+} au-dessus de T_λ.

MAGNÉTISME. — *Sur le comportement magnétique du sesquioxyde de titane entre* 300° K *et* 1700° K. Note (*) de MM. **Marc Foëx** et **Jules Wucher**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Des mesures magnétiques récentes d'Adler et Selwood ([1]) sur Ti_2O_3 s'étendant de 83 à 350° K ont montré que le coefficient d'aimantation passe par un maximum peu accentué vers 250° K. Par des mesures dilatométriques et électriques, l'un de nous ([2]) a mis en évidence un point de transformation vers 473° K. A température ascendante on observe une contraction des échantillons de l'ordre de 0,5 %, cependant que la conductibilité électrique devient environ 10 fois plus grande. Signalons enfin des mesures de chaleur spéci-

---

([6]) *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 781.

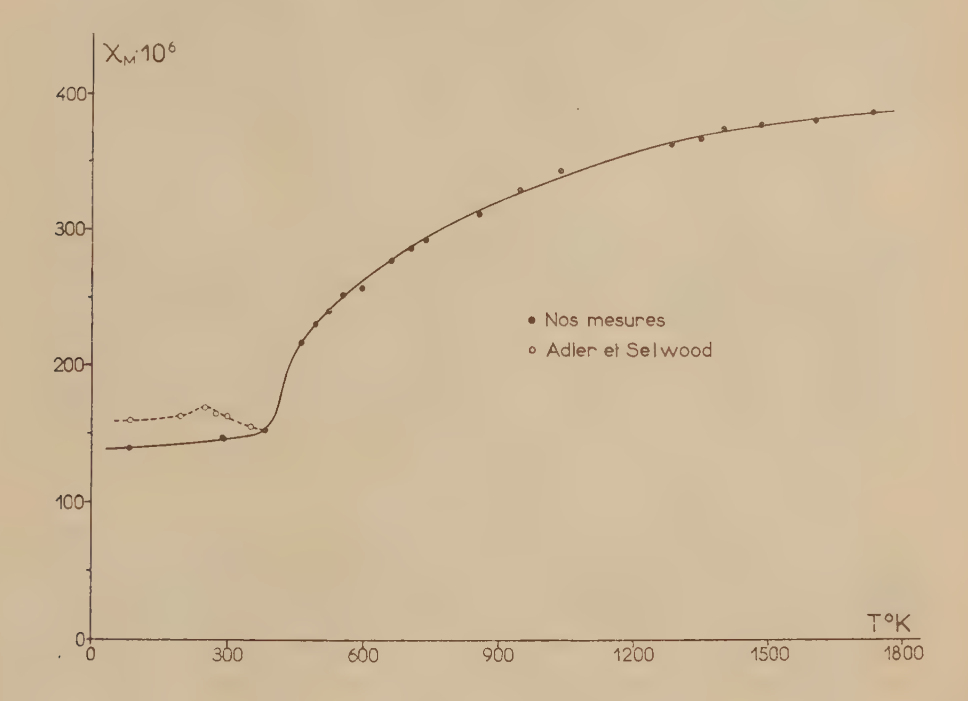
(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 346.

([2]) M. Foëx et J. Loriers, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 901.

fique (³) mettant en évidence une faible chaleur de transformation (215 cal mole) à $473 \pm 20°$ K.

Nous avons étudié un sesquioxyde de titane préparé sous vide, au four solaire, en faisant réagir du titane métallique sur un oxyde de formule globale Ti_3O_5, obtenu lui-même par action de l'hydrogène sur le bioxyde. Le produit fondu, de couleur rouge, contient un léger excès d'oxygène (formule globale $Ti_2O_{3,05}$). La teneur en oxyde de fer de l'oxyde utilisé est de l'ordre de deux dix-millièmes. Un produit de formule globale $Ti_2O_{2,8}$, que nous avons également étudié possède des propriétés magnétiques voisines.



Nos mesures magnétiques couvrent l'intervalle de 300 à 1700° K. La substance en expérience a été scellée sous vide dans une ampoule de silice fondue. Dans le tableau ci-dessous sont rassemblées les susceptibilités magnétiques par gramme de Ti_2O_3 aux diverses températures. Les mesures ont été effectuées dans trois champs et les valeurs du tableau sont des valeurs extrapolées, χ dépendant très faiblement du champ.

La dernière colonne contient la susceptibilité moléculaire χ_M, corrigée du diamagnétisme du reste de la molécule.

La figure ci-dessus, dans laquelle χ_M est portée en fonction de T, montre

(³) B. F. Naylor, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1948, p. 1077.

une croissance rapide de la susceptibilité au voisinage de 473° K, suivie d'une augmentation régulière à température ascendante.

Un essai d'interprétation de ce comportement magnétique de Ti_2O_3 sera publié prochainement.

T° K.	$\chi \cdot 10^6$.	$\chi_M \cdot 10^6$.	T° K.	$\chi \cdot 10^6$.	$\chi_M \cdot 10^6$.
291	0,756	145,4	522,5	1,410	239,4
382	0,803	152,1	461,5	1,250	216,4
493	1,343	229,8	291	0,766	146,8
552,5	1,493	251,4	81	0,713	139,2
597	1,530	256,7	1283	2,272	363,4
662	1,669	276,7	1350	2,302	367,7
738	1,779	292,5	1401	2,353	375,0
857	1,911	311,5	1487	2,372	377,8
946	2,036	329,4	1608	2,400	381,8
704,5	1,734	286,0	1736	2,434	386,7
1038	2,133	343,4			

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Réflexion d'une onde électromagnétique plane sur un milieu ionisé.* Note de M. **Paul Poincelot**, présentée par M. Louis de Broglie.

Je considère une onde électromagnétique plane, de pulsation ω, qui se propage dans un milieu dont l'indice n varie avec l'altitude x suivant la loi

$$(1)\qquad \begin{cases} n=1 & \text{pour} \quad x<0, \\ n=\sqrt{1-\dfrac{\alpha x}{\omega^2}} & (x>0). \end{cases}$$

α étant une constante proportionnelle à la densité électronique. On établit que les champs E et $\mathcal{H}$ satisfont aux relations suivantes, valables en u. é. m. C. G. S.

$$(2)\qquad \mathcal{H}=\frac{i}{\omega}\frac{dE}{dx},$$

$$(3)\qquad \frac{d^2E}{dx^2}-\frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{\alpha x}{\omega^2}-1\right)E=0$$

Or, on trouve ([1]) la solution de l'équation

$$(4)\qquad \frac{d^2v}{dz^2}+c^2z^{2q-2}v=0$$

sous la forme

$$(5)\qquad v=\sqrt{z}\,Z_{\frac{1}{2q}}\left(\frac{c}{q}z^q\right).$$

([1]) W. Magnus et Oberhettinger, *Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik*, Springer, 1948, 2e éd., p. 26, dernière formule ; K. Försterling et H. Wüster, *Ann. Physik*, nos 3-4, 1950, p. 129.

J'exprime la solution générale de (3), pour x positif, de la manière suivante :

(6) $$E=\sqrt{\frac{\alpha x}{\omega^2}-1}\left\{A_1 H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[e^{i\frac{\pi}{2}}\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(\frac{\alpha x}{\omega^2}-1\right)^{\frac{3}{2}}\right]+A_2 H_{\frac{1}{3}}^{(2)}\left[e^{i\frac{\pi}{2}}\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(\frac{\alpha x}{\omega^2}-1\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\},$$

où A_1 et A_2 sont deux constantes arbitraires, les radicaux étant réels pour

(7) $$\frac{\alpha x}{\omega^2}-1>0.$$

En remplaçant dans (6) les fonctions de Hankel par leurs développements asymptotiques, on trouve qu'à l'infini $H_{\frac{1}{3}}^{(1)}$ tend vers zéro et $H_{\frac{1}{3}}^{(2)}$ vers l'infini. Par suite, il convient d'annuler A_2 et d'écrire

(8) $$E=A\sqrt{\frac{\alpha x}{\omega^2}-1}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[e^{i\frac{\pi}{2}}\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(\frac{\alpha x}{\omega^2}-1\right)^{\frac{3}{2}}\right],$$

(9) $$\mathcal{H}=\frac{i}{\omega}A\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{\frac{\alpha x}{\omega^2}-1}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[e^{i\frac{\pi}{2}}\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(\frac{\alpha x}{\omega^2}-1\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}.$$

Bien que (8) et (9) fassent intervenir des fonctions polymorphes, elles sont uniformes, ainsi qu'on le constate en remplaçant la fonction $H_{\frac{1}{3}}^{(1)}$ par son expression en fonction de $J_{\frac{1}{3}}$ et de $J_{-\frac{1}{3}}$. Donc, pour $\alpha x/\omega^2-1<0$, les relation (8) et (9) deviennent

(10) $$E=iA\sqrt{1-\frac{\alpha x}{\omega^2}}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1-\frac{\alpha x}{\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right],$$

(11) $$\mathcal{H}=-\frac{1}{\omega}A\frac{d}{dx}\left\{\sqrt{1-\frac{\alpha x}{\omega^2}}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1-\frac{\alpha x}{\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}.$$

Si je fais égal à 1 le champ électrique de l'onde incidente et si je désigne par ρ le coefficient complexe de réflexion, il vient, en exprimant la condition de continuité des champs :

(12) $$1+\rho=iAH_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left(\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\right),$$

(13) $$1-\rho=-\frac{c}{\omega}A\left\{\frac{d}{dx}\sqrt{1-\frac{\alpha x}{\omega^2}}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[\frac{2\omega^2}{3\alpha c}\left(1-\frac{\alpha x}{\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}_{x=0}.$$

d'où

(14) $$\rho=\frac{H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left(\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\right)-i\frac{c}{\omega}\left\{\frac{d}{dx}\sqrt{1-\frac{\alpha x}{\omega^2}}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1-\frac{\alpha x}{\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}_{x=0}}{H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left(\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\right)+i\frac{c}{\omega}\left\{\frac{d}{dx}\sqrt{1-\frac{\alpha x}{\omega^2}}\,H_{\frac{1}{3}}^{(1)}\left[\frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1-\frac{\alpha x}{\omega^2}\right)^{\frac{3}{2}}\right]\right\}_{x=0}}.$$

En supposant $2\omega^3/3\alpha c\gg 1$ et en remplaçant les fonctions de Hankel par

leurs expressions asymptotiques, on obtient :

$$\rho \sim i\frac{\alpha c}{2\omega} = \frac{i}{4\pi}\frac{\lambda}{h}, \tag{15}$$

h étant la hauteur à laquelle l'indice s'annule.

ÉLECTRONIQUE. — *Les pertes d'énergie des électrons dans les films métalliques d'argent et d'or.* Note de M. **Bernard Gauthé**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Avant de continuer l'étude des pertes d'énergie caractéristiques subies par les électrons au passage de pellicules solides minces, j'ai apporté quelques modifications au spectrographe électrostatique précédemment décrit ([1]).

Pour effectuer l'étalonnage je mesure maintenant la tension totale, fournie par une pile auxiliaire à grande capacité de 90 volts, aux bornes d'une boîte de résistances étalonnées à plots. Dans la haute tension générale d'alimentation, j'ai introduit un filtre supplémentaire à résistance-capacité afin de réduire l'ondulation résiduelle : l'amplitude de celle-ci est maintenant inférieure à 0,5 volt, pour un débit total de 30 μA.

Les lèvres de la fente sont constituées d'un alliage Cu-Ag à 50 %. Un nouveau porte-objet permet de changer commodément les échantillons. Enfin la caméra a été remplacée par un simple bloc porte-plaque surmonté de deux volets juxtaposés qui recouvrent chacun la moitié de la plaque ; ces volets, commandés de l'extérieur, forment en même temps l'écran d'observation. On peut ainsi photographier, sur une même plaque, d'une part le spectre dû à la traversée de l'échantillon, et d'autre part les raies d'étalonnage.

Avec ces améliorations, j'obtiens couramment pour une tension d'accélération de 30 kV, une dispersion de 2,5 eV par millimètre ; la largeur de raie correspondante est de 2,5 eV à mi-hauteur (*fig.* 1).

Tous les échantillons ont été obtenus par vaporisation thermique sur une face de clivage de sel gemme : la pellicule formée se détache facilement par immersion dans l'eau distillée ; on la recueille sur une grille fine et l'on obtient ainsi des films sans support, suffisamment solides. La durée d'évaporation est un facteur important qui conditionne la cohésion et la continuité des couches déposées : une vaporisation rapide (10 à 20 sec) semble favoriser l'obtention de préparations résistantes. L'épaisseur des dépôts est estimée par calcul, à partir du poids de métal évaporé, compte tenu des paramètres géométriques ; elle est de l'ordre de 300 Å pour tous les échantillons utilisés.

Deux facteurs limitent d'une façon générale la précision des résultats : d'une

---

([1]) A. Septier, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 402 ; B. Gauthé, *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 399.

part l'erreur commise sur la mesure de la tension d'étalonnage et d'autre part la difficulté de localiser avec exactitude les maxima des raies sur l'enregistrement photométrique (*fig.* 2) : ce deuxième facteur, le plus important, provient de la largeur même des raies et de la pente du fond continu : celle-ci est en

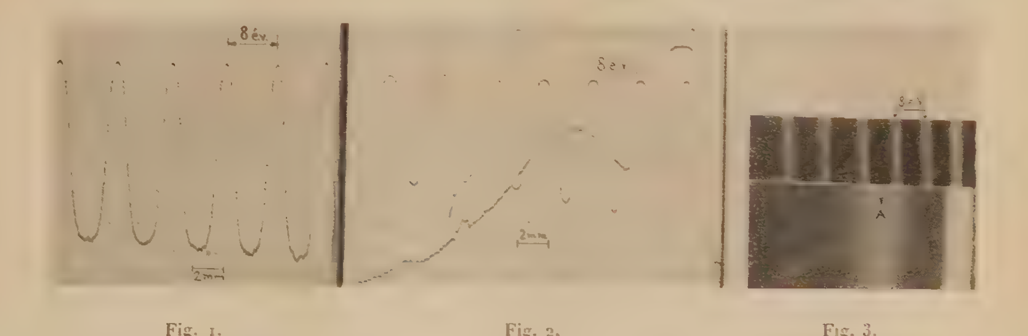


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Fig. 2. — Spectre avec étalonnage superposé (Ag).

effet mal définie et la correction qu'elle entraîne sur la position des maxima n'est pas déterminée avec beaucoup de précision. Il semble donc probable qu'une partie des divergences expérimentales constatées entre différents auteurs provient des erreurs assez fortes qui s'attachent à ces mesures. Ici, l'erreur totale sur un « pointé » est de l'ordre de ± 1,5 eV.

Voici les résultats obtenus avec des électrons de 30 KeV :

Argent.

Raie A (mal résolue).................	5,7 ± 1,2 eV	
« B (large et diffuse, très intense)...	22,1 ± 0,6	(moyenne de 6 clichés)
« C.............................	33 ± 3	
« D.............................	43 ± 3	

Or.

Raie A (mal résolue).................	7,2 ± 1,2 eV	
« B (large et très intense)..........	21,9 ± 0,4	(moyenne de 12 clichés)
« C.............................	31 ± 3	
« D.............................	42,7 ± 3	

La formation éventuelle dans le spectrographe, sous l'action du faisceau électronique, d'une couche de contamination à la surface des échantillons ne semble pas perturber l'allure des phénomènes : en effet deux clichés pris avec un même échantillon d'or, l'un immédiatement, et l'autre après une heure de bombardement continu, n'ont pas révélé de différences significatives à la précision des mesures.

Sauf en ce qui concerne la raie A (qui n'est d'ailleurs pas visible sur tous les clichés) l'or et l'argent provoquent des ralentissements pratiquement identiques.

Ceci pourrait confirmer la théorie de D. Pines et D. Bohm (²); il est cependant difficile de donner une interprétation définitive de ces phénomènes, car la valeur des pertes d'énergie observées s'accorde mal avec les calculs.

Des études analogues sont en cours avec le béryllium; le cliché 3 montre l'un des premiers spectres obtenus. La raie marquée A correspond à 19,1 eV et l'enregistrement photométrique indique une seconde raie vers 37 eV.

SPECTROSCOPIE. — *Origine du spectre continu d'émission de l'acétone.* Note (*) de M. **Marc Fauris**, présentée par M. Jean Cabannes.

On étudie quantitativement la distribution d'intensité du spectre obtenu dans la décharge électrique.

Les spectres d'absorption et d'émission sont interprétés comme résultant d'une transition entre deux états électroniques du groupement $>C=O$.

On confronte deux assignations qui ont été proposées pour les bandes d'absorption.

L'acétone possède un spectre continu d'absorption, caractéristique des composés contenant le groupement carbonyle $>C=O$, et présentant un maximum vers 2 900 Å (¹).

Le spectre de fluorescence (²) comprend lui aussi une large bande continue ayant un maximum vers 4 300 Å.

Enfin le spectre excité par une décharge électrique est semblable à celui de fluorescence (³).

Il existe plusieurs interprétations du spectre d'émission. Lukey, Duncan et Noyes (²) partent du fait que les spectres d'absorption et d'émission ne se raccordent pas, et admettent l'existence de trois niveaux électroniques.

Par contre, H. Schüler (³) admet qu'il n'y a que deux niveaux, le décalage des spectres étant dû à un décalage des courbes de potentiel.

J'ai repris l'étude de l'émission par la méthode de Schuler, et j'ai déterminé photométriquement la distribution d'intensité dans le spectre (courbe I de la figure.) Cette étude montre que le continu se prolonge assez loin dans l'ultraviolet, jusqu'aux environs de 2 600 Å. De plus, le

---

(²) *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 338.

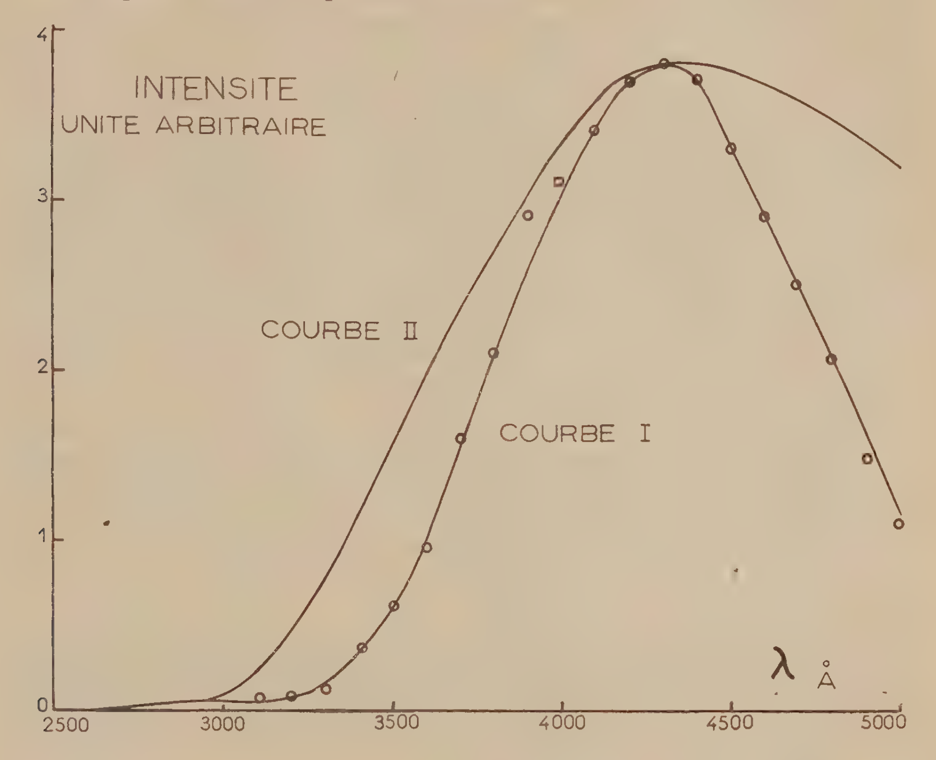
(*) Séance du 4 juillet 1955.

(¹) W. A. Noyes, A. B. F. Duncan et W. M. Manning, *J. Chem. Phys.*, 2, 1934, p. 717.

(²) E. J. Bowen et H. W. Thomson, *Nature*, 133, 1934, p. 571; G. W. Lukey, A. B. F. Duncan et W. A. Noyes, *J. Chem. Phys.*, 16, 1948, p. 407; W. E. Kaskan et A. B. F. Duncan, *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 427.

(³) *Phys. Z.*, 41, 1940, p. 381.

spectre obtenu présente, du côté des grandes longueurs d'onde, une structure, non signalée par Schüler, et identique à la structure de fluorescence ([2]). Ainsi est-il établi que le spectre de fluorescence est identique au spectre d'émission. Enfin, le raccordement entre les spectres d'absorption et d'émission suggère que l'on a affaire seulement à deux niveaux électroniques, comme le pensait Schüler.



1. L'hypothèse d'un oscillateur harmonique, développée par Taboury et ses collaborateurs ([4]), permet de représenter quantitativement aussi bien le spectre d'absorption que le spectre d'émission. Si l'on admet les constantes moléculaires :

$$\omega'_e = 1710\ \text{cm}^{-1}; \qquad r'_e = 1,225\ \text{Å} \quad \text{au niveau inférieur;}$$
$$\omega''_e = 1220\ \text{cm}^{-1}; \qquad r''_e = 1,455\ \text{Å} \quad \text{au niveau supérieur,}$$

on retrouve approximativement l'allure du spectre d'absorption entre 2 000 et 3 500 Å. Si l'on calcule l'intensité relative des bandes d'émission à l'aide des tables de D. R. Bates ([5]) donnant les probabilités de transition, on obtient la courbe II de la figure.

([4]) F. J. Taboury, *J. Chimie Phys.*, 47, 1950, p. 740; M. Lestrade, *Thèse*, Poitiers, 1952.

([5]) *Monthly Not. Roy. Astro. Soc.*, 112, 1952, p. 614.

Cette méthode présente pourtant des lacunes. En premier lieu, elle ne rend pas compte de la nature continue de l'émission, qui devrait procéder par bandes discrètes, peut-être élargies par les structures de rotation non résolues. Par contre, les structures multiples de vibration semblent résolubles, puisqu'on observe, du côté des grandes longueurs d'onde, des bandes distantes de 120 cm^{-1}. Enfin il est certain que l'oscillateur n'est harmonique qu'en toute première approximation.

2. L'hypothèse de base, suivant laquelle l'excitation du groupement $\rangle C=O$ correspondrait à la rupture d'une des deux liaisons [4], est en contradiction avec l'assignation faite par Mc Murry et Mulliken [6]. La transition d'un électron liant π correspond en effet à un saut énergétique beaucoup plus important que la transition d'un électron non liant 2 *p* de l'atome d'oxygène. La première transition devrait donc être associée à la bande d'absorption ultraviolette la plus lointaine, c'est-à-dire à la bande 1550 Å. D'autres arguments, comme l'effet de la conjugaison, l'analogie des liaisons $\rangle C=O$ et $\rangle C=C\langle$, et la comparaison des intensités confirment ce point de vue.

En conclusion, l'assignation de la bande 2 900 Å reste encore incertaine, mais l'utilisation de deux états électroniques du seul groupement diatomique $\rangle C=O$, avec un décalage des courbes de potentiel, conduit à une bonne interprétation des résultats expérimentaux.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Transmission comparée des négatons et des positons par les feuilles métalliques minces, étudiée au moyen des émulsions nucléaires.* Note (*) de M. **Georges Marguin** et M[lle] **Monique Maitrot**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'application de la technique des émulsions nucléaires à l'étude de l'absorption des électrons dans des lames de platine et d'aluminium a permis de mesurer des différences de limite d'absorption et de coefficient de transmission pour les éléments de nombre atomique élevé dans un domaine d'énergie de 100 à 150 keV.

Des expériences antérieures effectuées dans notre laboratoire [1] n'avaient pas montré de différence de comportement entre les négatons et les positons, dans leur passage à travers des feuilles de divers éléments

---

[6] H. L. Mc Murry et R. S. Mulliken, *Proc. Nat. Acad. Scien.*, **26**, 1940, p. 312; H. L. Mc Murry, *J. Chem. Phys.*, **9**, 1941, p. 231-241.

(*) Séance du 4 juillet 1955.

[1] J. Thibaud et Dupré La Tour, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 805.

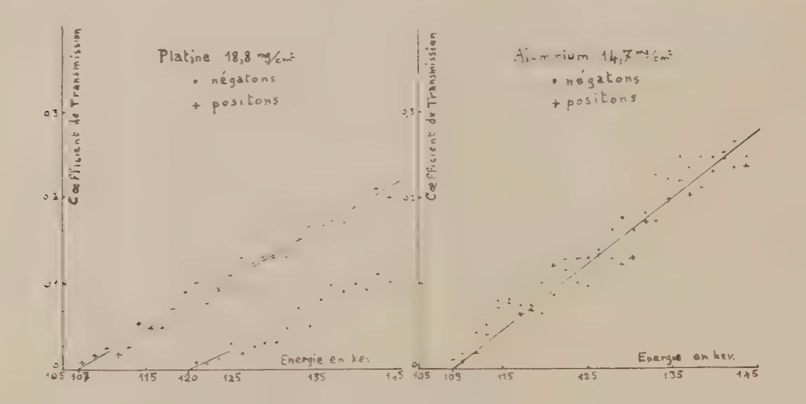
métalliques. Des mesures obtenues par la technique d'un compteur de Geiger-Müller (²) ont mis en évidence une différence d'absorption dans le platine. La technique récente des émulsions nucléaires sensibles aux électrons (³) offrait une méthode intéressante pour reprendre cette étude avec plus de précision, dans le domaine des faibles énergies. La source de négatons utilisée, était formée par un dépôt de radium E sur une lame mince et étroite de nickel, donnant une activité de 1 mC d'un spectre continu de β^- sans émission γ. Celle de positons, constituée par évaporation d'une solution de chlorure de ^{22}Na sur une lame identique présentait une activité de 0,5 mC à longue période comprenant en plus d'un spectre continu β^+ un rayonnement γ indésirable. Ces deux sources étaient placées simultanément à l'intérieur d'un spectrographe magnétique en champ uniforme à 180°, sur un support mobile qui permettait de les intervertir rigoureusement d'une pose à la suivante. Ainsi l'émission γ du ^{22}Na produisait un fond parasite constant dans toutes les expériences, d'ailleurs fortement réduit par l'interposition de 15 cm de plomb entre les sources et la plaque nucléaire. La faible largeur des sources et l'ouverture du faisceau très réduite par des diaphragmes, donnaient une focalisation aussi bonne que possible, sur la moitié de la surface d'une plaque nucléaire, placée normalement aux électrons incidents. Des parois continues d'aluminium réduisaient la diffusion des électrons sur tout le parcours du faisceau. Pour accroître la précision relative des conditions expérimentales, toutes les précautions furent prises, pour que le passage d'un enregistrement de négatons à celui des positons de même énergie se fasse en intervertissant seulement la position des sources, les deux moitiés d'une même plaque, et en inversant l'orientation du spectrographe par rapport au champ magnétique. La partie non exposée de l'émulsion était protégée par une feuille épaisse de plomb et n'enregistrait ainsi qu'un faible fond parasite de densité pratiquement uniforme produit par les photoélectrons du ^{22}Na. Nous avons déterminé pour chaque source et pour le cas des faisceaux absorbés ou non par une lame métallique, le temps de pose optimum, donnant une densité de traces facile à exploiter. Avant chaque expérience, a été vérifiée la valeur du champ rémanent de l'électroaimant, dont les fluctuations auraient pu modifier sensiblement la courbure magnétique des trajectoires dans ce domaine des faibles énergies. Les lames métalliques choisies de densité superficielle pratiquement équivalente, sont maintenues en contact avec la surface de l'émulsion, et nous exprimons le coefficient de transmission, par le rapport du nombre de traces transmises au nombre de traces enregistrées en l'absence d'absor-

---

(²) C. H. CHANG, C. S. COOK et H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.*, 90, 1953, p. 544.

(³) G. MARGUIN, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 43.

bant pendant la même durée de pose, en des points correspondants de deux émulsions identiques, et développées simultanément. Les coefficients de transmission ainsi déterminés pour les négatons et les positons se rapportent à la même région de la lame métallique. L'exploitation statistique des traces enregistrées nécessite l'adoption d'une règle de sélection précise. Seules sont dénombrées les traces d'électrons partant de la surface de l'émulsion, se terminant dans l'émulsion, dont le parcours correspond à l'énergie des électrons focalisés en ce point. Les amas de traces indiscernables, ainsi que les fragments séparés par une faible lacune sont comptés pour une seule trace. L'application de cette règle a permis à trois observateurs de trouver, pour une même plaque, des résultats en accord satisfaisant. Le facteur d'appréciation personnelle est réduit en prenant la moyenne des trois séries de comptages indépendants. Cette numération est effectuée avec un microscope à projection, par un dessin des traces sélectionnées, l'exploration de la plaque se faisant champ par champ, pour une ordonnée fixée et sur la même abscisse pour toutes les plaques. Le fond parasite est mesuré dans des régions non exposées aux faisceaux incidents et déduit des comptages précédents.



Les résultats actuellement obtenus concernent une lame de platine de 18,8 mg/cm² et une lame d'aluminium de 14,7 mg/cm². Les graphiques mettent en évidence, pour l'élément de nombre atomique élevé, une limite d'absorption pour les positons à 107 keV, inférieure de 13 keV à celle des négatons, tandis que pour l'élément léger la différence est peu appréciable. Ils montrent aussi que le coefficient de transmission des positons par le platine est nettement supérieur à celui des négatons de même énergie. Pour l'aluminium, ce même coefficient est très voisin pour les deux genres d'électrons, mais il est plus grand que celui correspondant à la lame de platine pratiquement équivalente.

Ces premiers résultats sont en accord avec ceux établis au moyen de compteurs de Geiger-Müller et ceux de travaux récents concernant l'absorption des électrons.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude, au moyen de la méthode des coïncidences* β-e^-, *de l'émission d'électrons accompagnant le rayonnement* β^-. Note (*) de M. **Maurice Duquesne**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Une étude sur l'origine des coïncidences β-e^-, observables dans les désintégrations β^-, nous a conduit à séparer divers effets dont la rétrodiffusion et la diffusion β-e^- dans la matière même de la source et de son support (1), (2). Après avoir écarté ces phénomènes parasites, nous avons entrepris l'étude, par la méthode des coïncidences β-e^-, de la composante électronique résiduelle.

Cette étude est faite sur des émetteurs β purs (^{32}P, ^{35}S, ^{147}Pm, RaE) et dans deux dispositifs expérimentaux décrits par ailleurs (3) :

a. dispositif à compteurs Geiger-Müller mobiles et à fenêtres minces (120 μg/cm² seuil $\sim$ 7 keV);

b. dispositif à compteurs à scintillations avec cristaux d'anthracène de 2 mm d'épaisseur (seuil du sélecteur 8 keV).

La nature électronique du rayonnement en coïncidence avec le rayonnement β est mise en évidence par l'action d'un champ magnétique H entre la source et l'un des détecteurs-dispositifs (*a*) : le nombre de coïncidence N_c tend vers zéro quand H augmente.

L'étude de la distribution en énergie de ces électrons dans le dispositif (*b*) montre assez nettement qu'il s'agit d'un spectre continu [comparaison avec le spectre intégral des coïncidences α-e^- de l'ionium (68 keV)].

A cause de la très faible intensité du phénomène il est difficile d'obtenir des renseignements précis sur la liaison des rayons β avec ces électrons; toutefois nous avons pu montrer que pour ^{35}S nous obtenions la même valeur du rapport N_c/N_β pour $E_\beta \geq 8$ keV et $E_\beta \geq 40$ keV.

Ces données qualitatives acquises, il reste à définir quantitativement l'émission de ces e^-; nous le ferons en donnant :

1° la forme du spectre intégral (Log α en fonction de E), α étant la probabilité pour qu'un électron d'énergie supérieure à E soit émis simultanément avec le rayon β;

2° l'énergie maximum E_0 du spectre des électrons émis simultanément avec les rayons β; E_0 sera prise comme la valeur de E correspondant à $\alpha = 10^{-4}$;

(*) Séance du 4 juillet 1955.

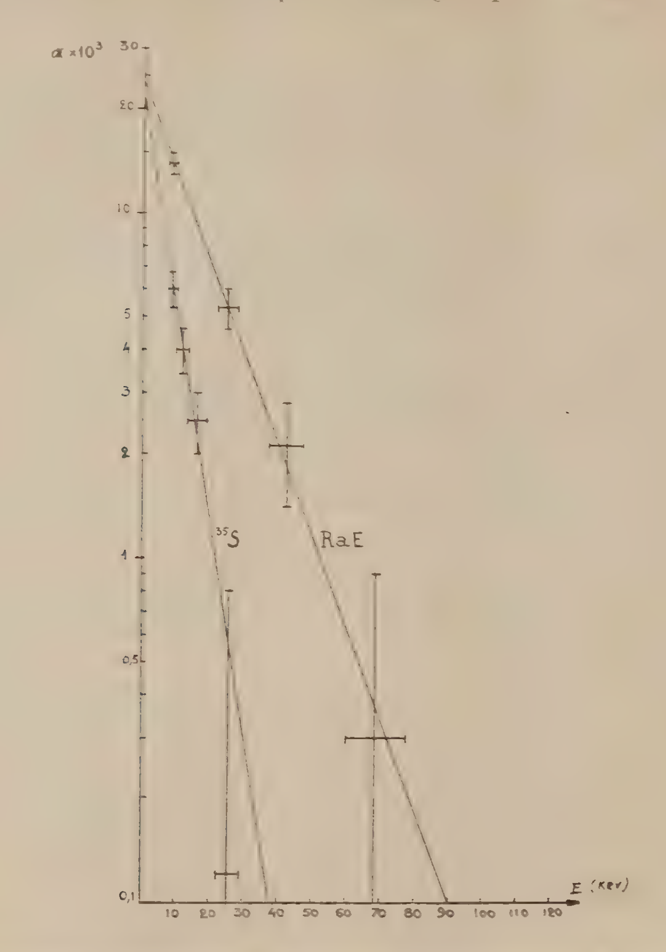
(1) *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 598.

(2) *Comptes rendus*, **239**, 1954, p. 1785.

(3) M. Duquesne, *J. Phys. Rad.* (sous presse).

3° l'intensité I_0 du phénomène qui sera définie par la valeur de α pour $E=0$.

Nous donnons (*fig.* 1) le spectre intégral de la probabilité α pour les émetteurs ^{35}S et RaE : on obtient des spectres analogues pour ^{147}Pm et ^{32}P.



Les points expérimentaux se plaçant sensiblement sur une droite, ceci nous permet d'obtenir un ordre de grandeur de E_0 et de comparer E_0 en fonction du numéro atomique Z et de l'énergie maximum E_{max} du spectre β de chaque nuclide étudié.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

Nuclides	^{32}P.	^{35}S.	^{147}Pm.	RaE.
Z	15	16	61	83
E_{max} (MeV)	1,7	0,176	0,227	1,17
E_0 (KeV)	130 ± 20	38 ± 6	50 ± 10	90 ± 20

E_0 qui augmente avec E_{max} semble insensible aux variations de Z, par contre

l'intensité I_0, telle que nous la définissons, ne dépend pas fortement de Z et de E_{max}; sa valeur sensiblement constante ($I_0 \sim 25 . 10^{-3}$) est pourtant incertaine puisqu'elle repose sur l'hypothèse que le spectre intégral en dessous de E = 10 keV conserve la forme déterminée expérimentalement pour E ≥ 10 keV.

La distribution en énergie que nous observons est en net désaccord avec la théorie de l'autoionisation [4] laquelle prévoit pour l'énergie moyenne des électrons émis, la valeur de l'énergie de liaison de la couche d'où ils proviennent.

Par contre l'intensité totale du phénomène est dans les ordres de grandeur fixés par la théorie $\left(I_0 = \sum_n P_n;\ P_K = 0{,}65\ Z^{-2},\ P_L = 2{,}21\ Z^{-2},\ P_M = 4{,}3\ Z^{-2},\ \ldots\right)$.

Pour soutenir l'idée que les électrons observés sont ceux résultant de l'autoionisation, il faudrait admettre que la théorie qui donne une intensité et une forme de spectre correctes, est erronée dans le calcul de l'énergie des électrons émis.

En radioactivité α (^{210}Po), nous observons un accord avec la théorie non seulement pour l'intensité, mais aussi pour l'énergie des électrons émis [5].

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude du recul de* ^{62}Cu *obtenu par la réaction* ^{63}Cu(γ, *n*)^{62}Cu. *Application à la préparation de* ^{62}Cu *sans entraîneur.* Note de MM. **Pierre Süe** et **Jules Pauly**, présentée par M. Frédéric Joliot.

^{62}Cu est préparé sans entraîneur en irradiant avec des rayons γ Cu métallique, ou un de ses sels, finement pulvérisé mélangé à une poudre servant de récepteur des noyaux de recul. Les deux produits sont séparés, et ^{62}Cu est isolé du récepteur avec un rendement pouvant atteindre 39 %. La portée du recul est de 0,26 μ avec SO_4Cu, 5 H_2O et de 0,06 μ avec de la poudre de cuivre.

Dans une Note précédente [1] nous avons décrit un procédé de préparation de ^{30}P sans entraîneur, consistant à irradier une suspension de P rouge dans de la tétraline et à recueillir dans la phase liquide le radioélément projeté à la suite de la réaction nucléaire. D'autre part [2], le recul des noyaux ^{35}S et ^{32}P produits par irradiation du soufre aux neutrons a été étudié et une méthode simple pour préparer ^{32}P pur a été décrite. Ce même radioélément a également été obtenu par recul lors de l'irradiation du chlore aux neutrons rapides [3].

---

(4) A. Migdal, *J. Phys. U. R. S. S.*, **4**, 1941, p. 449; J. S. Levinger, *Phys. Rev.*, **90**, 1953, p. 11.

(5) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 36.

(1) J. Pauly et P. Süe, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2226.

(2) J. Pauly, *Comptes rendus*, **250**, 1955, p. 2415.

(3) P. Süe, *J. Phys. et Rad.* (sous presse).

Afin d'étendre ce procédé nous nous proposons maintenant de préparer l'isotope ^{62}Cu de période 9,8 mn par la réaction $^{63}Cu(\gamma, n)\,^{62}Cu$.

Au cours d'une première expérience, le mode opératoire qui avait permis de préparer ^{30}P a été utilisé à nouveau. Pour cela SCu finement broyé dans la tétraline est irradié au bétatron de Villejuif, puis la suspension est filtrée et l'activité de la phase liquide est mesurée et comparée à l'activité totale. Les rendements obtenus sont très petits (inférieurs à 1 %), résultat qui peut sans doute s'interpréter en admettant que les atomes projetés par recul ne peuvent être retenus par la tétraline et retournent se fixer à la surface des grains de sulfure.

Nous avons utilisé ensuite un mélange de deux poudres solides, de solubilités différentes, dont l'une servant de cible, contient le cuivre subissant la réaction (γ, n) et dont l'autre joue le rôle de récepteur.

Du sulfate de cuivre hydraté a été broyé pendant plusieurs jours par des billes de verre, en présence d'alcool, avec cinq fois son poids de CO_3Ca de façon à obtenir une poudre fine constituée par des grains de rayon $r = 0{,}5\ \mu$. De ce mélange des échantillons contenant 10 mg de Cu sont prélevés, ils sont irradiés 5 mn avec des photons d'énergie maximum 23 MeV; l'activité totale en ^{62}Cu étant alors de l'ordre de 2500 impulsions par minute. La poudre est traitée ensuite par une solution de $CO_3(NH_4)_2$, afin de dissoudre $SO_4Cu, 5\,H_2O$ et après filtration Cu est précipité à l'état de sulfure. Le CO_3Ca résiduel contenant ^{62}Cu de recul est dissous par HCl, puis après addition d'entraîneur on précipite le sulfure. L'activité des deux échantillons est suivie en fonction du temps, et le rendement (R) de l'extraction du radioélément est déduit. Les résultats obtenus montrent que $R = 39\ \%$, valeur qui permet de calculer les portées des trajectoires de recul : $p = 4\,r\mathrm{R}/3 = 0{,}26\ \mu$.

Toujours sur ce même mélange on a essayé d'isoler le radiocuivre sans addition d'entraîneur. Pour cela CO_3Ca après filtration est traité par la quantité exacte de SO_4H_2 nécessaire pour former SO_4Ca. Après addition d'un excès d'alcool éthylique, le précipité est filtré et le radiocuivre pur est obtenu dans le filtrat avec un rendement final de 27 %.

D'autres expériences ont été faites en utilisant comme cible du cuivre finement divisé. Des particules de rayon $r = 1{,}25\ \mu$ sont obtenues en agitant du cuivre en poudre avee des billes de verre en présence d'un sel facilement pulvérisable : ClNa ou $Cl_2Ba, 2\,H_2O$, qui sert en même temps de récepteur. Après une semaine de broyage le mélange est irradié comme précédemment, puis le sel est dissous dans l'eau et après filtration ^{62}Cu séparé par recul est isolé. Les mesures d'activité permettent de déduire le rendement de l'extraction, $R = 3{,}5\ \%$, qui correspond à une portée $p = 0{,}06\ \mu$. Cette valeur beaucoup plus faible que celle obtenue précédemment pour $SO_4Cu, 5\,H_2O$ ($p = 0{,}26\ \mu$) s'explique en tenant compte de la différence de densité des deux cibles. Expri-

mées en microgrammes par cm^2 (parcours × densité), les portées sont en effet voisines : 53 μg/cm² pour Cu et 59 μg/cm² pour $SO_4Cu, 5H_2O$.

L'énergie maximum (E_{max}) des particules de recul a été calculée pour des photons de 23 MeV. Elle est de 0,256 MeV, valeur plus faible que celle (E_{max} = 0,495 MeV) obtenue précédemment pour la réaction $^{31}P(\gamma, n)^{30}P$. Il est remarquable que malgré cette différence importante des énergies de recul, les valeurs des portées soient voisines dans les deux cas.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude cryoscopique de solutions de pyrrole dans le cyclohexane. Formation de polymères.* Note de Mlle **Marie-Louise Josien**, MM. **Marcel Paty** et **Paul Pineau**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une étude cryoscopique de solutions de pyrrole dans le cyclohexane semble permettre de conclure à l'existence de polymères.

Les modes d'association moléculaire du pyrrole ont été envisagés récemment à plusieurs reprises. Les spectres infrarouge de solutions moyennement concentrées dans le tétrachlorure de carbone présentent deux bandes dues à la vibration de valence NH; la seconde, plus large et de fréquence inférieure, a été attribuée soit à des liaisons hydrogène du type N-H...N (1), (2), (3), soit à la formation de dimères par dipôles antiparallèles (4).

Prigogine (5), étudiant la variation des abaissements cryoscopiques en fonction des concentrations C, classe les associations moléculaires en « complexes associés » dimères : $M + M \rightleftharpoons M_2 (a)$ et « complexes associés » polymères : $M_n + M \rightleftharpoons M_{n+1} (b)$. Si χ désigne le degré moyen d'association (nombre de molécules dissoutes/nombre total de « complexes associés » et de molécules monomères), les constantes des équilibres (a) et (b) sont données par les expressions : $K_2 = (1 - 1/\chi)/(2/\chi - 1)^2 C$ pour (a) et $K' = \chi(\chi - 1)/C$ pour (b)

Ces calculs, appliqués aux solutions d'alcool benzylique dans le nitrobenzène, donnent pour K' une valeur bien constante, alors que K_2 varie systématiquement; pour l'acide phénylacétique dans le même solvant, seule la valeur de K_2 est constante (5). Ces résultats confirment la formation bien connue de polymères alcooliques et de dimères carboxyliques.

---

(1) Fuson, Josien, Powell et Utterback, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 145; Josien et Fuson, *Ibid.*, 22, 1954, p. 1169 et 1264.

(2) Mirone, *Atti Acad. Lincei, Classe di Sc. Fis. Mat. Nat.*, 11, 1951, p. 365.

(3) Mirone et Vampiri, *Ibid.*, 12, 1952, p. 405.

(4) Tuomikoski, *Suomen Kemistilehti*, B 23, 1950, p. 44 (*Chem. Abstracts*, 45, 1951, p. 38); *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1054; *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 318; *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 2096; *J. Phys. Rad.*, 16, 1954, p. 347.

(5) Prigogine et Defay, *Thermodynamique Chimique*, Desoer, 2e éd., 1950, p. 454.

Ceci nous a incités à faire l'étude cryoscopique des solutions de pyrrole dans le cyclohexane, solvant non polaire.

Les temperatures ont été mesurées avec un thermomètre de Roberteau au 1/100° de degré, en vase clos, l'agitation étant assurée par un dispositif qui sera décrit ultérieurement. Pour des concentrations moyennes, l'erreur relative sur χ est de l'ordre de 1/100e.

Une étude préliminaire sur le naphtalène, le mésitylène, le phénanthrène et le phénol a montré, conformément aux prévisions, que les solutions des trois premiers sont pratiquement idéales pour des fractions molaires N inférieures à 20/1000; alors que les propriétés cryoscopiques des solutions de phénol dans le cyclohexane confirment encore l'existence de complexes polymères [6].

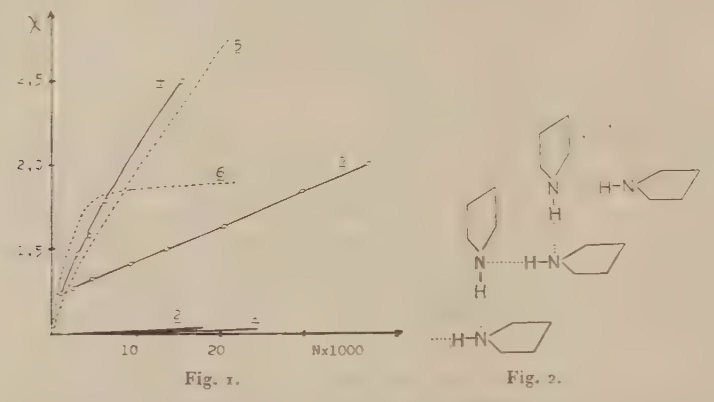


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — 1, naphtalène et mésitylène dans C_6H_{12} (courbes confondues). 2, phénanthrène dans C_6H_{12}. 3, pyrrole dans C_6H_{12}. 4, phénol dans C_6H_{12}. 5, phénol dans CCl_4 à — 24°, résultats I. R. d'après Mecke [6], courbe caractéristique d'un polymère. 6, acide phénylacétique dans C_6H_6 d'après Prigogine [5] courbe caractéristique d'un dimère.

Fig. 2, d'après Mirone [3].

Les résultats que nous avons ensuite obtenus avec les solutions de pyrrole sont consignés dans le tableau et la figure 1.

Pyrrole.					Phénol.				
$N \times 1000$.	$T - T_0$.	χ.	$K_2/10$.	$K^*/10$.	$N \times 1000$.	$T - T_0$.	χ.	$K_2/10$.	$K^*/10$.
4,6	0.865	1,31	18,3	(9,80) (*)	0,93	0,185	1,24	55,0	(32,0) (*)
9,4	1,670	1,40	16.4	5,95	3,1	0,525	1,47	78,7	22,3
13,8	2,305	1,49	20.5	5,30	4,3	0,675	1,58	79.0	21,3
20,5	3.135	1,63	31.4	5.00	6,2	0.865	1.79	510	22,8
30,0	4.365	1,83	186	5,05	15,6	1,535	2,52	(**)	24.4
37,4	4.670	2,00	∞	5,35					

(*) Les valeurs entre parenthèses sont certainement entachées d'une erreur importante, en raison de l'incertitude des mesures de N et de $T - T_0$ pour des solutions très diluées.

(**) Pour χ plus grand que 2, l'expression K_2 n'a plus de sens.

[6] MECKE, *Discussions of the Faraday Society*, n° 9, 1950, p. 161.

La comparaison des différents résultats conduit à penser que les solutions de pyrrole et de phénol se comportent d'une façon tout à fait analogue. L'association des molécules de pyrrole ne s'arrête pas au dimère, mais aboutit à des complexes polymères; par suite il devient difficile d'interpréter ce phénomène sans admettre la formation de liaisons hydrogène.

Cette dernière hypothèse, si l'on accepte le schéma suggéré par Mirone (*fig.* 2), permet d'ailleurs de rendre compte du sens de la variation de la constante diélectrique du pyrrole avec la température ([4]), comme aussi de la position du point correspondant au pyrrole dans le schéma de Kumler ([4]), ([7]) : dans un polymère en chaîne mettant en jeu une fonction phénol ou une fonction alcool, les dipôles OH peuvent s'aligner, il n'en est plus de même pour le pyrrole où l'atome d'azote fait partie d'un cycle.

ÉLECTROCHIMIE. — *Calcul du potentiel électrique au voisinage d'une molécule dipolaire entourée d'ions.* Note ([*]) de MM. **Jacques-Émile Dubois** et **Josef Barthel**, présentée par M. Francis Perrin.

L'expression générale qui est démontrée ici permet l'étude du comportement d'un dipôle réel ainsi que de dipôles placés dans certaines positions à l'intérieur de la sphère (K) moléculaire. On en déduit facilement l'expression particulière du « dipôle point » calculée par Amis et Jaffé pour les problèmes de cinétique chimique.

Le calcul de la constante de vitesse d'une réaction en phase liquide selon la théorie actuelle de Brönsted-Christiansen-Scatchard-Amis ne peut être effectué que si l'on connaît le potentiel électrique au voisinage des molécules réagissantes.

Le potentiel peut être calculé sous certaines conditions et pour des ions grâce à la théorie des électrolytes de Debye-Hückel ([1]) dont les hypothèses peuvent être utilisées pour le cas plus général d'une distribution quelconque des charges à l'intérieur d'une molécule ([2]).

Dans cette Note, nous calculerons le potentiel pour un dipôle entouré d'ions car cette image est celle qu'on utilise pour la représentation de l'attaque d'une molécule dipôlaire par un ion.

Les hypothèses physiques sont les suivantes : les ions sont assimilés à des charges ponctuelles, le milieu est homogène et de constante diélectrique D, la molécule polaire est représentée par une sphère (K) de rayon a contenant un dipôle de moment m, le centre de la sphère coïncide avec l'origine d'un système

([7]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 600.

([*]) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) *Physik. Z.*, 24, 1923, p. 185.

([2]) Kirkwood, *J. Chem. Phys.*, 2, 1934, p. 351.

de coordonées dont l'axe z porte le dipôle, ce qui implique une symétrie axiale. La concentration des dipôles dans le milieu est assez faible pour que leurs interactions mutuelles soient négligeables. Il y a en solution S sortes d'ions de concentrations n_i exprimée par centimètre cube et de valence z_i.

Avec ces hypothèses le potentiel électrique peut être exprimé par les équations

$$\Delta\psi_1 = 0 \quad (r \leq a) \qquad \Delta\psi_2 = -\frac{4\pi}{D}\rho \quad (r \geq a).$$

D'après le principe de Boltzmann, la densité de charge électrique s'exprime comme suit : $\rho = \varepsilon \sum_{i=1}^{S} n_i z_i \exp[-\varepsilon z_i \psi_2 / kT]$.

En tenant compte de l'électroneutralité de la solution et du fait que $\varepsilon z_i \psi_2 \ll kT$ on obtient avec une bonne approximation :

$$\rho = -\frac{D}{4\pi}\varkappa^2\psi_2 \qquad \text{avec} \quad \varkappa^2 = \frac{4\pi\varepsilon^2}{DkT}\sum_{i=1}^{S} n_i z_i^2,$$

où k, constante de Boltzmann; ε, charge élémentaire; T, température absolue.

La séparation des variables $\psi_{1,2} = R_{1,2}(r)\,\theta_{1,2}(\vartheta)\,\Phi_{1,2}(\varphi)$ pour les équations

$$(1) \qquad \Delta\psi_1 = 0,$$

$$(2) \qquad \Delta\psi_2 = \varkappa^2\psi_2.$$

conduit aux intégrales

$$(3) \qquad \psi_1 = \sum_{l=0}^{\infty}\left[\alpha_l r^l + \frac{\beta_l}{r^{l+1}}\right] P_l(\cos\theta),$$

$$(4) \qquad \psi_2 = \sum_{l=0}^{\infty}\left[\gamma_l e^{\varkappa r}\sum_{n=0}^{l}\frac{A_n}{r^{n+1}} + \delta_l e^{-\varkappa r}\sum_{n=0}^{l}\frac{B_n}{r^{n+1}}\right] P_l(\cos\theta),$$

avec

$$[n(n+1) - l(l+1)]A_n - 2\varkappa A_{n+1} = 0; \qquad [n(n+1) - l(l+1)]B_n + 2\varkappa B_{n+1} = 0.$$

En tenant compte des valeurs aux limites du problème

$$(5a) \qquad \lim_{r\to\infty}\psi_2 = 0,$$

$$(5b) \qquad \lim_{a\to\infty}\psi_1 = \Omega(r, \theta),$$

$$(5c) \qquad (\psi_1)_{r=a} = (\psi_2)_{r=a},$$

$$(5d) \qquad \left(\frac{\partial\psi_1}{\partial r}\right)_{r=a} = D\left(\frac{\partial\psi_2}{\partial r}\right)_{r=a}$$

on détermine les constantes α_l, β_l, γ_l, δ_l de (3) et (4).

L'expression $\Omega(r, \theta)$ figurant dans l'expression (5 b) constitue le développement en série du potentiel d'une distribution de charges situées sur l'axe z.

Avec cette expression, différentes configurations peuvent être étudiées, mais nous n'envisagerons ici que le cas d'un dipôle réel dont le milieu coïncide avec l'origine d'un système de coordonnées. Les charges $+e$ et $-e$ sont situées à une distance $2s$ l'une de l'autre.

On a dans ce cas

$$\Omega(r, \vartheta) = \frac{m}{r^2}\sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l\left(\frac{s}{r}\right)^{l-1}P_l(\cos\vartheta), \qquad \text{où} \quad \sigma_l \begin{cases} = 1 & \text{si } l \text{ est un nombre impair.} \\ = 0 & \text{si } l \text{ est un nombre pair.} \end{cases}$$

Il s'ensuit

$$\alpha_l = \sigma_l m \frac{s^{l-1}}{a^{2l+1}}\frac{Y_l}{X_l}, \qquad \beta_l = \sigma_l m s^{l-1},$$

$$\gamma_l = 0, \qquad \delta_l = \sigma_l m s^{l-1}(2l+1)\frac{e^{\varkappa a}}{X_l};$$

où

$$X_l = \sum_{n=0}^{l}[(n+1+\varkappa a)D + l]\,a^{l-n}B_n; \qquad Y_l = -\sum_{n=0}^{l}[(n+1+\varkappa a)D - (l+1)]\,a^{l-n}B_n.$$

On obtient les expressions finales suivantes :

$$(6) \qquad \psi_1 = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l m s^{l-1}\left[\frac{Y_l}{X_l}\frac{r^l}{a^{2l+1}} + \frac{1}{r^{l+1}}\right]P_l(\cos\vartheta),$$

$$(7) \qquad \psi_2 = \sum_{l=0}^{\infty}\sigma_l m s^{l-1}(2l+1)\frac{e^{(a-r)\varkappa}}{X_l}\sum_{n=0}^{l}\frac{B_n}{r^{n+1}}P_l(\cos\vartheta).$$

En limitant les développements (6) et (7) chacun au premier terme non nul ($l=1$) on obtient les équations dérivées pour un « dipôle point » ($s \to 0$) par Amis et Jaffé [3] pour leur étude cinétique théorique de la « réaction dipôle-ion »

$$\psi_1^{(1)} = m\left[-\frac{D(2+2\varkappa a+\varkappa^2a^2) - 2(1+\varkappa a)}{D(2+2\varkappa a+\varkappa^2a^2) + (1+\varkappa a)}\frac{r}{a^3} + \frac{1}{r^2}\right]\cos\vartheta,$$

$$\psi_2^{(1)} = m\frac{3\,e^{\varkappa(a-r)}(1+\varkappa r)}{D(2+2\varkappa a+\varkappa^2a^2) + (1+\varkappa a)}\frac{1}{r^2}\cos\vartheta.$$

En résumé, les expressions (3) et (4) ont l'avantage sur celles du dipôle point de permettre l'étude d'un dipôle réel [*voir* équations (6) et (7)]. Elles sont utilisables pour d'autres localisations des charges à l'intérieur de la sphère (K).

---

(3) *J. Chem. Phys.*, **10**, 1942, p. 398.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la préparation à l'état polygonisé d'éprouvettes polycristallines de fers de différentes puretés.* Note (*) de M. **Jean Montuelle**, présentée par M. Georges Chaudron.

On sait que la méthode d'Edwards et Pfeil ([1]) de préparation de monocristaux de fer de pureté technique fait intervenir un premier chauffage d'homogénéisation et de purification d'une quinzaine d'heures au-dessus de la température de transformation $\alpha \rightarrow \gamma$ (point A_3), puis un écrouissage de 3 % par traction, dit «écrouissage critique» et enfin un recuit de recristallisation d'une durée de 70 h environ à une température légèrement inférieure à celle du point A_3.

Pour le premier recuit de purification, nous avons utilisé le déplacement à vitesse uniforme le long de l'éprouvette, d'un four présentant un gradient de température élevé. Les éprouvettes soumises à ce traitement thermique sont polies électrolytiquement et attaquées longuement dans une solution alcoolique

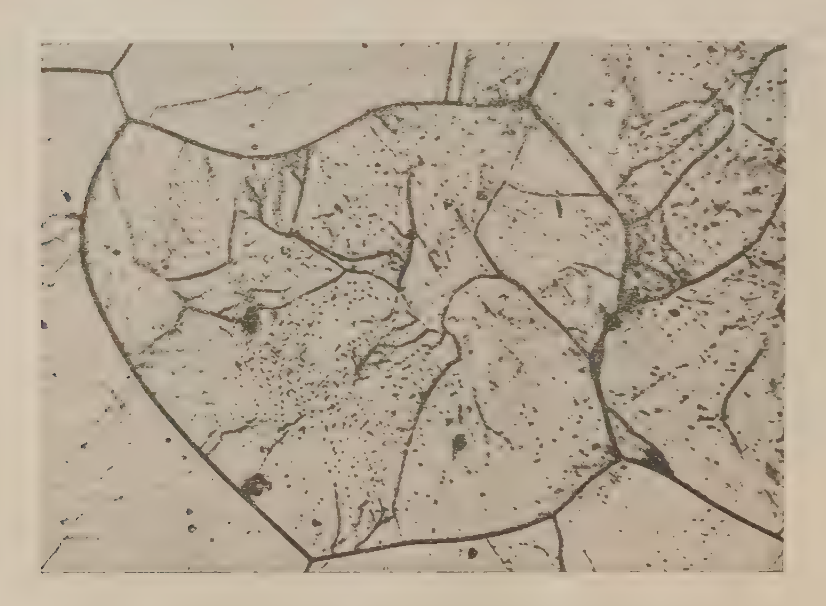


Fig. 1. — Polycristaux polygonisés de fer de pureté technique G : 640.

saturée d'acide picrique. Nous avons constaté un fait important : l'ensemble des cristaux de ces éprouvettes présentent la sous-structure caractéristique de la polygonisation (*fig.* 1). Cette observation nous a conduit à mettre au point

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) *J. Iron Steel Inst.*, **109**, 1924, p. 129; **112**, 1925, p. 79.

une méthode tout à fait reproductible de préparation d'échantillons polycristallins et polygonisés à partir de fers de différentes puretés. Les recuits sont effectués dans un courant d'hydrogène pur et sec. Le four, très court, est maintenu sur une longueur de quelque centimètres, à la température de 950° C. Les vitesses de déplacement que nous avons utilisées sont comprises entre 2 mm/h et 2,5 m/h.

L'apparition de la sous-structure est provoquée par l'existence de tensions dans la partie de la zone A (*fig.* 2) qui se trouve à une température très proche de la température de transformation allotropique $\gamma \rightarrow \alpha$. Dans le cas du fer très pur préparé au laboratoire de Vitry, le passage du point de transformation

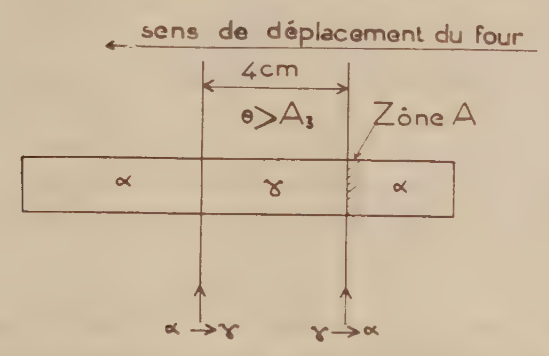


Fig. 2. — Représentation schématique de la méthode de polygonisation par changement de phase.

est toujours accompagné de l'apparition généralisée de la polygonisation, même si l'on n'utilise pas le déplacement uniforme du front de transformation $\gamma \rightarrow \alpha$. Enfin, une éprouvette de fer technique, ayant 0,1 mm d'épaisseur et purifiée de ses impuretés métalloïdiques par un recuit prolongé dans l'hydrogène pur, a un comportement analogue à celui du fer pur du point de vue de l'apparition de la sous-structure par simple changement de phase.

Ces observations montrent que l'aptitude à la polygonisation est bien sous la dépendance directe de la pureté du métal étudié ([2]).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Butyrolactones* α.α.β-*trisubstituées : α.α-diméthyl β-(méthoxy-6 naphtyl-2) butyrolactone*. Note (*) de M. **Alain Horeau**, présentée par M. Marcel Delépine.

En vue de préparer des stéroïdes dans lesquels le noyau D est remplacé par un noyau lactonique à cinq éléments, comme dans la formule (I), et qui

([2]) J. Talbot, C. de Beaulieu, et G. Chaudron, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2162.

(*) Séance du 11 juillet 1955.

présentent certaines analogies avec les œstrolactones ([1]), ([2]), ([3]) nous avons tout d'abord étudié plusieurs procédés différents permettant l'accès à des butyrolactones-α.α.β trisubstituées (VI).

Ces procédés aboutissent tous à des acides-aldéhydes (III) intermédiaires, et qui existent en réalité sous forme d'hydroxylactones (IV).

Ces hydroxylactones, solubles dans les alcalis, sont hydrogénées facilement en présence de nickel Raney ([4]) et conduisent à des acides-alcools V, dont la lactonisation est aisée. Nous avons ainsi préparé :

L'α.α-diméthyl β-phénylbutyrolactone, F 91-92° : $C_{12}H_{14}O_2$, trouvé %, C 75,9; H 7,4; calculé %, C 75,8; H 7,4.

L'α.α-diméthyl β-anisylbutyrolactone, F 127,5-127,5° : $C_{13}H_{16}O_3$, trouvé %, C 70,9; H 7,3; calculé %, C 70,9; H 7,3.

L'α.α-diméthyl β-(tétrahydro-1.2.3.4 naphtyl-6) butyrolactone F 76°,5 : $C_{16}H_{20}O_2$, trouvé %, C 78,8; H 8,2; calculé %, C 78,7; H 8,3.

L'α.α-diméthyl β-(méthoxy-6-naphtyl-2) butyrolactone VII F 152° : $C_{17}H_{18}O_3$, trouvé %, C 75,5; H 6,7; calculé %, C 75,5; H 6,7.

La préparation des acides-aldéhydes intermédiaires (III) a été effectuée par les trois procédés nouveaux suivants :

Premier procédé. — Nous avons constaté que l'action des peracides (perbenzoïque, peracétique, performique) sur les acides ou les esters éthyléniques (IX) peut fournir, dans certains cas directement, les hydroxylactones (IV) : c'est ainsi que l'action de l'acide performique sur l'acide diméthylphénylvinylacétique fournit, après simple dilution, avec un rendement 60 % une α.α-diméthyl β-phényl γ-hydroxybutyrolactone : F 131° déjà obtenue par Blaise ([5]) à partir du même acide, par une voie beaucoup plus longue;

Ce procédé nous a permis de préparer l'α.α-diméthyl β-phényl γ-hydroxybutyrolactone F 120-121°; $C_{13}H_{16}O_4$, trouvé %, C 66,2; H 6,9; calculé %, C 66,1 : H 6,8 et l'α.α-diméthyl β-(1.2.3.4-tétrahydronaphtyl-6) γ-hydroxybutyrolactone F 115-116° : $C_{16}H_{20}O_3$, trouvé %, C 73,6; H 7,7; calculé %, C 73,8; H 7,7.

Mais cette méthode n'est pas générale, car l'action oxydante des peracides sur la double liaison méthylénique est très lente et se manifeste sur d'autres parties de la molécule (il est impossible de préparer par ce procédé les composés β-naphtyl ou β-méthoxynaphtyl).

Deuxième procédé. — Les diazocétones (XII), facilement accessibles à partir

---

([1]) WESTERFELD, *J. Biol. Chem.*, 143, 1942, p. 177.

([2]) JACQUES, HOREAU et COURRIER, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 321.

([3]) HOREAU et JACQUES, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 511.

([4]) DELÉPINE et HOREAU, *Bull. Soc. Chim.*, 4, 1937, p. 31.

([5]) BLAISE et COURTOT, *Bull. Soc. Chim.*, 35, 1906, p. 1002.

des chlorures d'acides correspondants, fournissent par action de l'acide acétique les acétates de cétols (XIII).

I

III IV V VI

VII

VIII IX X XI

$Ar.CO.CHN_2 \longrightarrow Ar.CO.CH_2{-}OCOCH_3$

XII XIII

[XIV] $\longrightarrow$ XV

L'action de l'α-bromoisobutyrate d'éthyle sur ces produits, selon Reformatzki, suivi d'un chauffage dans une solution acétique d'acide chlorhydrique, conduit directement aux hydroxylactones (IV) par l'intermédiaire sans doute de produits tels que (XIV) qui n'ont pas été isolés. C'est ainsi que la ω-diazoacétophénone a conduit facilement à l'hydroxy-lactone de Blaise et que l'ω-diazoacétyl-2 méthoxy-6 naphtalène a permis par l'intermédiaire de l'acétoxyacétyl-2 méthoxy-6 naphthalène (F 110-110°,5; $C_{15}H_{14}O_4$, trouvé %, C 69,6; H 5,5; calculé %, C 69,8; H 5,5) d'accéder à la lactone finale (VII).

Ce procédé ne peut s'appliquer qu'aux stéroïdes dépourvus de noyau C tels que (VII). Le premier procédé utilise comme matières premières les éthyléniques (IX) qui ne sont pas faciles à préparer dans le cas ou les deux carbones adjacents à la fonction cétone ne sont pas tertiaires (c'est le cas quand Ar n'est pas aromatique). L'action sur ces cétones (VIII) de l'iodure de méthylmagnésium conduirait en effet à des carbinols dont la déshydratation ne se ferait pas fatalement dans le sens désiré.

Le troisième procédé paraît le plus général : il consiste à faire réagir selon Darzens, le chloracétate d'éthyle en milieu anhydre et en présence de sodium ou d'amidure de sodium, sur les cétones (VIII), ce qui conduit aux esters glycidiques (XI) dont la transformation en hydroxylactones s'obtient directement par ébullition dans une solution acétique d'acide chlorhydrique. Nous avons ainsi préparé, par exemple l'$\alpha.\alpha$-diméthyl β-phényl γ-hydroxybutyrolactone déjà mentionnée.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des organomagnésiens sur les α-aminoépoxydes.* Note de MM. **Charles Glacet** et **Antoine Gaumeton**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les organomagnésiens coupent la liaison C_α—O des α-aminoépoxydes. Cette réaction permet la préparation d'aminoalcools dont la structure est établie : par cyclisation en pipéridines lorsque la fonction amine est secondaire; par passage à l'amine éthylénique ou transformation en sel de pipéridinium dans le cas ou l'azote est trisubstitué.

Les α-aminoépoxydes sont maintenant facilement accessibles; ils constituent une matière première intéressante pour la préparation d'aminoalcools par hydrogénolyse de l'hétérocycle ([1]), ([2]). L'objet de la présente Note est de montrer que l'action des organomagnésiens de Grignard fournit les aminoalcools homologues suivant la réaction

$$\underbrace{(CH_2)_n—CH}_{—O—}—NRR' + R''MgX \rightarrow CH_2OH—(CH_2)_{n-1}—\underset{\displaystyle NRR'}{\underset{|}{CH}}—R''$$

(I) $n = 4$, $R = H$, $R' = C_4H_9$, $R'' = C_6H_5$.

(II) $n = 4$, $R = H$, $R' = C_4H_9$, $R'' = C_2H_5$.

(III) $n = 4$, $R = R' = R'' = C_2H_5$.

Nous n'avons pu jusqu'à présent déceler la formation de l'oxycarbure $\underbrace{(CH_2)_n—CH}_{—O—}—R''$ qui mettrait en évidence la scission de la liaison C_α—N de l'aminoépoxyde.

([1]) C. Glacet, *Bull. Soc. Chim.*, (5), **21**, 1954, p. 575.

([2]) C. Glacet et A. Gaumeton, *Bull. Soc. Chim.*, (5), **22**, 1955, p. 224.

La préparation de l'aminoalcool est particulièrement facile lorsque l'amine époxylée ne possède pas d'atome d'hydrogène mobile; la réaction effectuée dans l'éther à + 5°, nous a donné (III) avec un rendement de 70 %.

Lorsque la fonction amine est secondaire le complexe magnésien est insoluble dans l'éther, il est alors avantageux d'utiliser un autre solvant; l'emploi du tétrahydrofuranne permet d'améliorer les rendements, ceux-ci sont encore plus élevés lorsque la condensation est effectuée en solution benzénique. Dans ce milieu (II) est obtenu avec un rendement de 30 %, en utilisant un léger excès d'organomagnésien et en maintenant le mélange réactionnel à 40° pendant 2 h; (I) est isolé avec un rendement de 62 %, en employant 3,3 moles de bromobenzène pour 1 mole d'aminoépoxyde et en poursuivant la réaction à 40° pendant 70 h.

L'hydrolyse du complexe magnésien est effectuée par une solution ammoniacale. Pour éviter une diminution du rendement il est indispensable d'utiliser un excès d'ions ammonium; nous employons 3 mol. d'ammoniaque et 3 mol. de chlorure d'ammonium pour 1 mol. d'organomagnésien.

Les exemples choisis montrent que la réaction est générale; la fonction amine de l'aminoépoxyde peut être secondaire ou tertiaire et l'organomagnésien aliphatique ou aromatique. Des essais en cours d'étude ont confirmé que les rendements varient avec la nature des réactants; ils peuvent parfois être presque quantitatifs.

Phényl-5 butylamino-5 pentanol-1 (I). — $C_{15}H_{25}ON$: $É_{0,6}$ 135,5-136°; n_D^{20} 1,5138; d_4^{20} 0,971; R. M. 72,96 (calculé 73). N %, trouvé 5,93; calculé 5,95. Le picrolonate fraîchement préparé fond à 151,5-152° (bloc), mais se décompose lentement.

Butylamino-5 heptanol-1 (II). — $C_{11}H_{25}ON$: $É_{12}$ 142,5-143°; n_D^{19} 1,4573; d_4^{19} 0,883; R. M. 57,81 (calculé 58,12). N %, trouvé 7,50, calculé 7,47.

Diéthylamino-5 heptanol-1 (III). — $C_{11}H_{25}ON$: $É_{12}$ 125,2-125°,4; n_D^{23} 1,4520; d_4^{23} 0,875; R. M. 57,78 (calculé 58,46). Trouvé %, C 70,28, H 13,44, N 7,46; calculé %, C 70,53, H 13,45, N 7,47.

Ces Σ-aminoalcools sont difficiles à obtenir par une autre voie; pour en prouver la structure, nous les avons transformés en dérivés plus facilement accessibles.

La déshydratation sur alumine cyclise (I) et (II) en pipéridines (IV) et (V) pratiquement pures dès la première distillation.

$$CH_2OH-(CH_2)_{n-1}-\underset{\displaystyle NHR'}{\underset{|}{CH}}-R'' \rightarrow \underbrace{(CH_2)_n-CH}_{NR'}-R''$$

(IV) : $n=4$, $R'=C_4H_9$, $R''=C_6H_5$,

(V) : $n=4$, $R'=C_4H_9$, $R''=C_2H_5$.

Ces pipéridines sont aussi obtenues par réaction de von Braun, en utilisant la

butylamine et le phényl-1 dibromo-1.5 pentane [3] ou le dibromo-1.5 heptane. Cette seconde technique fournit un produit moins pur; les picrates bien cristallisés permettent d'affirmer l'identité des échantillons préparés par déshydratation d'un aminoalcool ou par la technique de von Braun.

Butyl-1 phényl-2 pipéridine (IV). — $C_{15}H_{23}N$: aminoalcool déshydraté à 190° 77 %, Rdt 86 %. $\acute{E}_{12}$ 142°; $n_D^{19,5}$ 1,5146; $d_4^{19,5}$ 0,934; R. M. 70,10 (calculé 69,62). N %, trouvé 6,46; calculé 6,44.

Picrate. — $C_{21}H_{26}O_7N_4$: isolé de la solution alcoolique avec un rendement de 94 %. F 177° (bloc). N %, trouvé 12,41; calculé 12,55.

Butyl-1 éthyl-2 pipéridine (V). — $C_{11}H_{23}N$: aminoalcool transformé à 250° 66 %, rendement 80 %. $\acute{E}_{11}$ 87°; $n_D^{14,5}$ 1,4573; $d_4^{14,5}$ 0,846; R. M. 54,55 (calculé 54,74). N %, trouvé 8,31; calculé 8,27.

Picrate. — $C_{17}H_{26}O_7N_4$: cristallise de l'alcool isopropylique avec un rendement de 95 %. F 100°,5 (bloc). N %, trouvé 14,23; calculé 14,06.

L'étude du diéthylamino-5 heptanol-1 sera publiée dans un autre périodique. Nous indiquons simplement ici que la structure de cet aminoalcool résulte de sa transformation en diéthylamino-5 heptène-1 et en bromure de N-diéthyl α-éthyl pipéridinium dont nous avons vérifié les structures.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'ouverture du cycle β-olide des dimères de cétènes dérivés des acides aliphatiques normaux à longue chaîne.* Note de M. **Salomon Piekarski**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Étude de l'ouverture du cycle β-olide des dicétènes entre O et CO sous l'action des acides sulfhydrique et bromhydrique.

Les dicétènes, sous l'action de l'eau, s'hydrolysent très facilement en donnant un acide β-cétonique qui, à son tour, se décarboxyle :

```
R—CH=C——CH—R + H2O  →  R—CH2—CO—CH—R
 (2) OH|    |                       |
     --|--  |                      COOH
     H |    |
       O —┬—CO
   (1) H  :  OH
                        →  R—CH2—CO—CH2—R + CO2
```

Une telle hydrolyse ne permet pas de déterminer si le cycle s'ouvre en (1) ou en (2).

Pour essayer de mettre en évidence l'une ou l'autre de ces deux ouvertures, nous avons fait réagir l'acide sulfhydrique sec sur le décylcétène dimérisé. La courbe d'absorption du gaz en fonction du temps montre qu'il y a fixation

(3) R. Paul, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 2, 1935, p. 320.

molécule à molécule. Par analogie avec H_2O, deux coupures sont possibles :

```
        R—CH=C———CH—R
          SH|       |
      (2) H |       |
            O -'—CO
            H  |  SH
              (1)
```

qui donnent, après transposition de l'énol :

```
(1)   R—CH₂—C—CH—R  →  R—CH₂—CO—CH₂—R + COS
            ||  |
            O  COSH

(2)   R—CH₂—C—CH—R  →  R—CH₂—CS—CH₂—R + CO₂
            ||  |
            S  COOH
```

la thione pouvant se polymériser.

Après réaction, nous n'avons isolé que la laurone; nous n'avons rencontré aucune des propriétés des thiocétones ou des mercaptans. Des résultats identiques ont été obtenus avec les dicétènes préparés à partir des acides butyrique et stéarique ($R = C_2H_5$ et $C_{16}H_{33}$). Ces faits semblent confirmer la coupure en (1).

Partie expérimentale. — L'acide sulfhydrique sec à température et pression normales arrive au-dessus d'une solution de 6,443 g de decylcétène dimérisé dans 75 cm³ d'éther anhydre. On mesure le volume de gaz absorbé en fonction du temps. Les produits de réaction dans l'éther sont lavés à l'eau froide; le solvant est distillé pour éliminer l'excès de réactif et le résidu soufré est redissous dans l'hexane et lavé avec une solution diluée, froide, de carbonate de sodium. Tout le soufre passe dans la phase aqueuse et, de l'hexane, on cristallise uniquement de la laurone (4,280 g) F 66,5-68,5°, mélange avec la laurone F 67-68,8°,

L'ouverture du cycle β-olide peut aussi se faire sous l'action de l'acide chlorhydrique [1] ou de l'acide bromhydrique, et dans ce dernier cas on obtiendra un bromure d'acide β-cétonique [ouverture en (1)] ou un acide β-bromé [ouverture en (2)].

```
(1)   R—CH=C—CH—R  →  R—CH₂—C—CH—R + H₂O
           |   |             ||  |
           O—|—CO            O   CO
           H | Br                |
                                 Br

                   →  R—CH₂—CO—CH₂—R + CO₂ + BrH

(2)   R—CH=C———CH—R  →  R—CH=C—CH—R
          Br|      |             |   |
            |      |             |   |
          H O———CO               Br  COOH
```

---

(1) C. H. Hill et M. E. Hill, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4591.

Le premier mécanisme fournit un corps instable qui se transforme facilement en cétone alors que le deuxième mécanisme donne un produit bromé dont l'atome de brome est assez stable. A partir de l'éthylcétène dimérisé, par action de l'acide bromhydrique puis de l'eau, nous n'avons identifié que de la dipropylcétone.

Dans les mêmes conditions, nous avons fait réagir l'acide bromhydrique sur le dimère de décylcétène, et nous n'avons obtenu que de la laurone et pas de produit bromé.

D'autre part, l'addition à froid d'un excès d'aniline aux produits bruts de la réaction précédente conduit à la formation d'anilide de l'acide α-lauroyllaurique dont la présence implique l'existence d'un bromure d'acide.

Partie expérimentale. — Un courant lent d'acide bromhydrique sec barbotte dans le dimère d'éthylcétène sans solvant, à la température ambiante. Après une heure de réaction, le produit est agité sous vide jusqu'à poids constant pour éliminer l'hydracide non fixé. Le résidu, dissous dans l'hexane, est lavé, à froid, à l'eau distillée jusqu'à neutralité. Le dosage de l'acide halogéné dans les eaux de lavage indique une addition d'une molécule d'acide bromhydrique par molécule de dicétène. Après évaporation de l'hexane, le résidu est identifié comme étant de la dipropylcétone par son point d'ébullition (É 144-145°), sa semicarbazone (F 132-133°).

Le dimère de décylcétène dissous dans l'heptane anhydre est traité par l'acide bromhydrique sec, puis la solution est lavée à l'eau froide. Cette solution évaporée conduit à un corps qui, recristallisé dans l'hexane, est identifié comme laurone : point de fusion du produit F 67-69° en mélange avec de la laurone (F 68-69°) F 67°,3-69°,0.

Le composé bromé brut obtenu à partir de 7,67 g de décylcétène dimérisé est additionné d'un grand excès d'aniline. Après une nuit de repos, le mélange est lavé et recristallisé plusieurs fois dans l'hexane; on obtient, à côté de quantités importantes de laurone, 0,520 g d'anilide de l'acide α lauroyllaurique identifié par son point de fusion F 83°,5-85° et le point de fusion de mélange avec un échantillon d'anilide préparé d'autre part F 83°,6-84°,7.

Conclusion. — L'ensemble des deux groupes de réactions semble indiquer que dans les dimères de cétènes, l'ouverture de cycle se fait, dans les conditions expérimentées entre l'atome d'oxygène et le groupement carbonyle.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Glycols α.α'-diacétyléniques conjugués dissymétriques.*

Note de MM. **Wladyslaw Chodkiewicz**, **Paul Cadiot** et **Antoine Willemart**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Plusieurs glycols α.α'-diacétyléniques conjugués dissymétriquement substitués ont été préparés par condensation d'un alcool α-diacétylénique sur un dérivé carbonylé. Ces composés subissent, sous l'influence de la potasse, le phénomène de « permutation » beaucoup plus aisément que les glycols α.α'-diacétyléniques.

La classe des glycols α.α'-diacétyléniques conjugués dissymétriques I est

fort peu connue ([1]), ([2]). Nous avons pu en obtenir quelques représentants par condensation d'un alcool diacétylénique, II ou II′, sur une cétone III ou III′ :

$$\underset{\text{II}}{\overset{R_1}{\underset{R_2}{>}}\underset{\text{OH}}{\underset{|}{C}}-C\equiv C-C\equiv C-H} + \underset{\text{III}}{O=C\overset{R_3}{\underset{R_4}{<}}} \longrightarrow \underset{\text{I}}{\overset{R_1}{\underset{R_2}{>}}\underset{\text{OH}}{\underset{|}{C}}-C\equiv C-C\equiv C-\underset{\text{OH}}{\underset{|}{C}}\overset{R_3}{\underset{R_4}{<}}}$$

$$\underset{\text{III}'}{\overset{R_1}{\underset{R_2}{>}}C=O} + \underset{\text{II}'}{H-C\equiv C-C\equiv C-\underset{\text{OH}}{\underset{|}{C}}\overset{R_3}{\underset{R_4}{<}}} \longrightarrow \text{I}$$

Deux méthodes peuvent être employées selon que la condensation est faite par la *potasse* dans le tétrahydrofuranne ou par l'*amidure de potassium* dans l'ammoniac liquide, généralement à basse température.

Formule brute.	(Alcool acétylénique) R₁.	R₂.	(Cétone) R₃.	R₄.	Fusion (°C).	Agent de condensation.	Tempér. de condensation (°C).	Temps de condensation (mn).	Rendement (%).
$C_{30}H_{20}O_2$ ...	C_6H_5-	C_6H_5-	$C_6H_4-C_6H_4$ (\ /)		152	Amidure	−60	60	90
$C_{34}H_{24}O_2$ ...	C_6H_5-	C_6H_5-	C_6H_5-	$\beta C_{10}H_7-$	Surf.	»	−50	120	78
$C_{28}H_{20}O_2S$ ..	C_6H_5-	C_6H_5-	C_6H_5-	αC_4H_3S-	150	Potasse	−10	120	70
$C_{32}H_{26}O_4$ ...	$p.CH_3OC_6H_4-$	$p.CH_3OC_6H_4-$	C_6H_5-	C_6H_5-	168	Amidure	−80	60	50
$C_{20}H_{16}O_2$ ...	CH_3-	CH_3-	$C_6H_4-C_6H_4$ (\ /)		153	»	−80	30	85
$C_{11}H_{22}O_2$ ...	CH_3-	CH_3-	C_2H_5-	CH_3-	86	»	−80	15	78
$C_{14}H_{22}O_2$ ...	CH_3-	CH_3-	C_3H_7-	C_3H_7-	75	»	−80	20	72
$C_{19}H_{14}O_2$ ...	$H-$	CH_3-	$C_6H_4-C_6H_4$ (\ /)		150	Potasse	0	3	84
$C_{18}H_{12}O_2$ ...	$H-$	$H-$	$C_6H_4-C_6H_4$ (\ /)		140	»	+20	1	39

Comme il a déjà été signalé en série monoacétylénique, ([3]), ([4]), ([5]), les réactions de formation des glycols et des alcools diacétylényques sont réversibles :

$$\overset{R_1}{\underset{R_2}{>}}C=O + H-C\equiv C-C\equiv C-H \rightleftharpoons \overset{R_1}{\underset{R_2}{>}}\underset{\text{OH}}{\underset{|}{C}}-C\equiv C-C\equiv C-H$$

([1]) C. L. Cook, E. R. H. Jones et M. C. Whiting, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 2883.

([2]) J. B. Armitage, N. Entwistle, E. R. H. Jones et M. C. Whiting, *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 147.

([3]) A. J. Zakharova, *J. Gen. Chem. U. R. S. S.*, 11, 1941, p. 939.

([4]) W. Chodkiewicz, P. Cadiot et A. Willemart, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1554.

([5]) W. Chodkiewicz et P. Cadiot, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1903.

Il doit donc apparaître dans le mélange réactionnel, outre le diacétylène, les deux alcools II et II′ et les deux cétones III et III′. Il s'ensuit qu'une recombinaison dans un ordre différent de ces divers produits doit conduire à la formation des deux glycols symétriques IV et IV′ :

$$\underset{\text{IV}}{\begin{matrix} R_1 \diagdown & & & \diagup R_1 \\ & C-C\equiv C-C\equiv C-C & \\ R_2 \diagup & | \qquad\qquad\qquad | & \diagdown R_2 \\ & OH \qquad\qquad\quad OH & \end{matrix}} \qquad \underset{\text{IV}'}{\begin{matrix} R_3 \diagdown & & & \diagup R_3 \\ & C-C\equiv C-C\equiv C-C & \\ R_4 \diagup & | \qquad\qquad\qquad | & \diagdown R_4 \\ & OH \qquad\qquad\quad OH & \end{matrix}}$$

Par exemple, lors de la préparation, sans précautions spéciales (température ambiante, durée quelques minutes, potasse comme agent de condensation) du diméthyl-1.1 biphénylène-6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6, obtenu avec un rendement de 62 %, nous avons pu mettre en évidence chacun des glycols symétriques correspondant : tétraméthyl-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 et dibiphénylène-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6, avec des rendements de l'ordre de 15 %.

En présence d'agents alcalins appropriés (potasse), dans un solvant convenable (tétrahydrofuranne), un glycol dissymétrique I ou un mélange équimoléculaire de deux glycols symétriques IV et IV′ représentent deux systèmes équivalents, évoluant vers un même état (mélange des glycols I, IV, IV′).

Ainsi, en une heure à température ambiante, à partir du diméthyl-1.1 biphénylène-6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6, on a obtenu le tétraméthyl-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 (28 %) et le dibiphénylène-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 (28 %), alors que l'on a récupéré 43 % du glycol dissymétrique de départ.

De même, un mélange équimoléculaire de tétraméthyl-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 et de dibiphénylène-1.1.6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 a donné le diméthyl-1.1 biphénylène-6.6 hexadiyne-2.4 diol-1.6 avec un rendement de 19 %, alors que chacun des produits de départ a été récupéré avec un rendement de l'ordre de 40 %.

Par contre avec des glycols diacétyléniques présentant des structures aliphatiques secondaires et primaires, nous n'avons jamais pu mettre en évidence les réactions mentionnées ci-dessus.

Des phénomènes analogues de reversibilité ont pu être constatés dans le cas d'alcools diacétyléniques substitués du type diaryl-1.1 ou dialcoyl-1.1 phényl-5 pentadiyne-2.4 ol-1.

En conclusion, les « phénomènes de permutation » sont tout à fait analogues dans les séries mono et diacétyléniques (5) ils présentent toutefois une importance beaucoup plus grande en série diacétylénique, du fait de leur extrême facilité.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réaction de la théophylline avec les dérivés acryliques et la vinyl-2-pyridine.* Note de MM. **Michel Polonowski** (†), **Marcel Pesson** et **Raymond Zelnik**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Étude de l'addition de l'acrylonitrile, de l'acrylate d'éthyle et de la vinyl-2-pyridine sur la théophylline. Extension de la réaction à la théobromine.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons décrit la synthèse des β-(théophyllyl-7)-cétones par alcoylation de la théophylline au moyen des β-dialcoylaminocétones (bases de Mannich). L'étude du mécanisme de cette réaction nous a permis de proposer un schéma faisant intervenir une réaction d'addition du type Michael entre la base purique et une cétone α-β-éthylénique, formée intermédiairement par désamination de la base de Mannich. Ainsi, dans le cas de la condensation avec la N-diméthylaminopropiophénone, nous avons montré que la cétone obtenue (I) peut être également préparée par condensation de la théophylline avec la phénylvinylcétone.

Th = (formule développée : noyau purique, CH_3—N 1, C 2 =O, N 3—CH_3, C 4, C 5, C 6 =O, N 7—, C 8, N 9)

$$\text{Th—H} + \text{RCOCH=CH}_2 \rightarrow \underset{\text{(I)}}{\text{ThCH}_2\text{CH}_2\text{COR}} \qquad (\text{R} = -\text{C}_6\text{H}_5).$$

Cette réaction qui fait intervenir la fonction imine « acide » de la théophylline, nous a suggéré l'étude du comportement de la base purique à l'égard des substances à double liaison hautement réactive : acrylonitrile, acrylate d'éthyle, vinyl-2-pyridine. Effectivement, la théophylline additionne aisément ces trois composés éthyléniques :

$$\text{Th—H} + \text{CH}_2\text{=CH—A} \rightarrow \underset{\text{(II)}}{\text{ThCH}_2\text{CH}_2\text{A}}$$

a. A = —CN

b. A = —$COOC_2H_5$

c. A = —(pyridyl-2)

1. *Condensation avec l'acrylonitrile.* — Par chauffage de la théophylline et de l'acrylonitrile dans un solvant neutre (dioxane, acétate d'éthyle), en présence d'un catalyseur alcalin (T. B : hydroxyde de benzyltriméthylammonium), on obtient avec un rendement quantitatif, le (théophyllyl-7)-3-propionitrile

(1) M. Polonovski, M. Pesson et R. Zelnik, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2079.

F 160° [2] (II*a*) (trouvé %, C 51,48; H 4,79; N 29,80; calculé %, C 51,47; H 4,75; N 30,04) dont l'hydrolyse chlorhydrique conduit à l'acide (théophyllyl-7)-3-propionique (III) F 205° (trouvé %, C 47,43; H 5,11; N 22,55; calculé %, C 47,59; H 4,80; N 22,22), ester éthylique F 105°. Cet acide a été également obtenu par condensation du théophyllinate de sodium et de l'acide β-bromo-propionique, ce qui confirme à la fois, la structure de l'acide (III) et celle du nitrile (II*a*).

Par action des β-diéthyl et β-diméthyl-amino-chloréthanes sur l'acide (théophyllyl-7)-3-propionique, en milieu isopropanol à l'ébullition, nous avons préparé les chlorhydrates des esters du β-diéthyl-aminoéthanol (IV *a*) F 175° (*d.*) (Rdt 93 %) (trouvé %, Cl 9,15, N 17,97; calculé %, Cl 9,14, N 18,06) et du β-diméthyl-aminoéthanol (IV *b*) F 222° (*d.*) (Rdt 16 %) (trouvé %, Cl 9,94, N 19,33; calculé %, Cl 9,86, N 19,47).

Le (théophyllyl-7)-3-propionitrile, hydrogéné catalytiquement sous pression (95 atm.) et à chaud (100°) en présence de nickel Raney nous a fourni la (théophyllyl-7)-3-propylamine (V), isolée sous forme de chlorhydrate F 259° (*d.*) (Rdt 78 %) (trouvé %, Cl 12,78; calculé %, Cl 12,95).

$$\text{Th}-CH_2CH_2COOH \quad \text{(III)}$$

$$\text{Th}-CH_2CH_2COOCH_2CH_2N(R_1R_2) \begin{cases} a.\ R_1=R_2=C_2H_5 \\ b.\ R_1=R_2=CH_3 \end{cases} \quad \text{(IV)}$$

$$\text{Th}-CH_2CH_2CH_2NH_2 \quad \text{(V)}$$

$$\text{Th}-CH_2CH_2COOC_2H_5 \quad \text{(VI)}$$

2. *Condensation avec l'acrylate d'éthyle.* — Dans les mêmes conditions qu'avec l'acrylonitrile, nous avons obtenu le (théophyllyl-7)-3-propionate d'éthyle (VI) F 105° (Rdt quantitatif) (trouvé %, C 51,57, H 6,23, N 19,75; calculé %, C 51,38, H 5,75, N 19,95), identique au produit obtenu par estérification de l'acide (théophyllyl-7)-3 propionique.

3. *Condensation avec la vinyl-2-pyridine.* La réaction, effectuée en milieu dioxane ou en présence d'un excès de vinyl-2-pyridine, et catalysée par le T. B, conduit à l'α-(pyridyl)-1-(théophyllyl-7)-2-éthane (II *c*) F 115° (Rdt 74 à 85 %) (trouvé %, C 58,80, H 5,52, N 25,03; calculé %, C 58,91, H 5,33, N 24,56).

Par contre, dans les conditions (solvant : acétate d'éthyle catalyseur : T. B) où l'acroléine s'additionne à la phtalimide [3], la théophylline ne paraît pas réagir. Dans ce cas, nous avons observé une polymérisation importante de l'acroléine sans qu'il soit possible d'isoler un produit d'addition.

---

[2] Les points de fusion sont pris au bloc Maquenne.

[3] A. Galat, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 1414.

La *théobromine* additionne également l'acrylonitrile : nous avons ainsi obtenu le (théobromine-1)-3-propionitrile F 184° (Rdt 92 %) (trouvé %, C 51,61, H 4,48, N 29,95; calculé %, C 51,47, H 4,75, N 30,04). Cependant, nous ne sommes pas parvenus à faire réagir cette base purique avec l'acrylate d'éthyle.

MINÉRALOGIE. — *Remarque sur le spectre de Debye et Scherrer de la stromeyerite et sur la synthèse de ce minéral par frittage.* Note de M. **Jean Prouvost**, transmise par M. Charles Mauguin.

En soumettant à une forte pression un mélange de poudres de covellite et d'argent, porté ensuite à une température déterminée, on obtient de la stromeyerite.

Les spectres de Debye et Scherrer du produit artificiel sont absolument analogues à ceux faits à partir du sulfure naturel d'argent et de cuivre.

Les divergences que l'on relève dans la bibliographie à propos de l'étude de la stromeyerite au moyen des rayons X sont dues probablement au fait que ce minéral est difficile à isoler dans les minerais.

Dans ces conditions il m'a semblé intéressant de reprendre les synthèses relatées dans une Note précédente [1] et d'étudier les spectres obtenus avec le minéral artificiel. Rappelons que de la poudre d'argent mélangée à de petits fragments de covellite a été comprimée à 7 000 kg/cm² environ, puis chauffée en atmosphère inerte à quelques centaines de degrés. Dans la nature la seule combinaison connue des éléments mis en présence est la stromeyerite, sulfure double de cuivre et d'argent. Le minéral de néoformation est en quelque sorte *a priori* déterminé et le succès de l'expérience dépend de la quantité d'argent introduite dans le sulfure, elle doit correspondre à la composition stœchiométrique, c'est-à-dire une molécule d'argent pour une molécule de cuivre. Or, les essais faits sur les mélanges plus ou moins chauffés montrent que l'apport d'argent est fonction de la température.

A 680° la covellite accuse une transformation profonde, elle a perdu ses propriétés optiques caractéristiques. La coloration bleue très vive en lumière réfléchie et le polychroïsme ont disparu; l'anisotropie entre nicols croisés est fortement diminuée. Dans les positions d'éclairement on voit des teintes vertes et violacées et non les teintes rouges et bleues de la covellite primitive. Le diagramme de Debye-Scherrer de la poudre prélevée sous le microscope ne correspond plus à la structure de la covellite, les équidistances de plans réticulaires observées sont les suivantes : 2,38, 2,30, 2,08, 2,00, 1,85, 1,48, 1,43, 1,27, 1,22, 1,16, 1,01, 0,97, 0,93, 0,90 0,82 et 0,78 Å.

---

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 715.

A 580° on note un affaiblissement encore plus important de l'anisotropie. Les spectres de rayons X comportent des raies correspondant aux intervalles suivants : 3,24, 3,11, 3,00, 2,94, 2,58, 2,37, 2,21, 2,00, 1,97, 1,87, 1,80, 1,72, 1,68, 1,41 et 1,24 Å.

Plusieurs d'entre elles figurent, comme nous le verrons, dans le diagramme de la stromeyerite (3,24, 3,00, 2,58, 2,00 et 1,87 Å).

A 500° les plages transformées sont très peu anisotropes et sur le spectre de rayons X on relève des raies correspondant à : 3.39, 3.24, 3,00, 2,59, 2.32, 2.00, 1.94, 1.86, 1.70, 1.68, 1.51, 1.22, 1.17, 1,07, 1.01, 0,95, 0.91, 0,83 et 0,78 Å. Par rapport à l'expérience précédente, on note un rapprochement très net vers l'édifice cristallin de la stromeyerite (raies à 3.39, 3,24, 3.00, 2.59, 2.00, 1.94, 1.86, 1.68 et 1.22 Å) que nous atteignons vers 430° [2]. A cette température se manifeste pour la première fois nettement les propriétés optiques du minéral. Polychroïsme de réflexion à peine visible, coloration gris blanc légèrement violacée, anisotropie vive entre nicols croisés et structure en feuilles d'olivier avec extinction droite des lamelles qui ne laisse pratiquement pas de doute quant à l'identification de la stromeyerite. Sur le cliché on note des raies correspondant aux intervalles suivants :

3.39	3.24	3.00	2.81	2,58	2.03	2,00	1.97	1.93	1,87
3	5	5	1	20		10		1	8
1.72	1.68	1.56	1,43	1,40	1,29	1,25	1,23	1,13	0,93
10	3	1	7		3	7		1	5

Tous ces intervalles sont ceux mis en évidence par le diagramme de la stromeyerite du Mont Lyell (Tasmanie) dont j'ai contrôlé l'homogénéité par l'examen microscopique. Un spectre tout à fait analogue aux deux précédents a été obtenu avec de la stromeyerite que j'ai reproduite dans les conditions indiquées par G. H. Schwartz [3].

On peut souligner le développement important de la raie à 2,58 Å et la constance des groupes : 2,03, 2,00, 1,97; 1,43, 1,40; 1,25, 1,23.

Étant donnée l'analogie absolue des trois spectres, dont deux ont été obtenus avec des produits de synthèse réalisés par des voies différentes et dont le troisième est celui du minéral provenant d'un gisement classique, il est permis de considérer les chiffres donnés comme caractéristiques de la stromeyerite [4].

---

(2) Il n'a pas été possible de déterminer les proportions relatives d'argent et de cuivre, dans les phases intermédiaires, étant donnée la difficulté d'isoler les grains qu'elles constituent dans la masse d'argent englobante.

(3) *Economic Geology*, 30, 1938, p. 128.

(4) Je n'ai pas retenu les valeurs différentes des miennes proposées par Waldo. Cet auteur n'indique pas l'origine de la stromeyerite qu'il a étudiée ni les propriétés par lesquelles il l'a identifiée. *Amer. Mineralogist.*, 20, 1935, p. 575.

De plus, on voit que, par frittage à partir de la covellite, il est possible de reproduire la stromeyerite, mais l'édifice cristallin de ce minéral n'apparaît qu'au-dessous d'une température bien déterminée (430°). A des températures supérieures se forment des édifices correspondant à des solutions solides de natures différentes.

MINÉRALOGIE. — *Sur la solubilité des couches superficielles de quartz et de silicates broyés.* Note de M. **Robert Trégan**, transmise par M. Charles Mauguin.

L'accroissement de solubilité conférée aux couches superficielles des poussières de quartz par le broyage est connu ([1]), mais son importance est discutée. Nous avons étudié ce phénomène dans diverses solutions et nous avons aussi montré son existence dans le cas de divers silicates.

Le traitement thermique réduit les effets du broyage sur la solubilité.

Les poudres étudiées ont été préparées en mortier d'agate. Une tranche granulométrique définie (85 à 50 μ) a été retenue. Les particules fines ont été éliminées dans un élutriateur-centrifugeur; les particules grossières ont été séparées par tamisage.

Des courbes de solubilité $\Sigma q = f(\Sigma t)$ ont été construites après mesure des quantités q_1, q_2, q_n de silice dissoutes en des temps définis t_1, t_2, t_n à partir de la même poudre, par des volumes constants de liquide agressif, renouvelé en vue de chacun des lessivages successifs. Nous avons opéré généralement avec 500 mg de poudre et 20 cm³ de liquide agressif, en tube clos uniformément agité à température constante (20° C). Le dosage de la silice dans le liquide extrait par décantation ou centrifugation, après chaque lessivage, a été réalisé colorimétriquement au molybdate d'ammonium avec une précision de l'ordre de ± 3 %. Dans ces expériences, le rapport de la quantité de silice dissoute à la silice totale est si faible que la surface spécifique de la poudre peut être considérée comme constante.

La vitesse de dissolution est déterminée, à chaque instant, par la pente de la courbe $\Sigma q = f(\Sigma t)$. Les courbes obtenues avec le quartz, une orthose, une albite, un labrador et avec un verre de silice montrent que la vitesse de dissolution décroît très rapidement au cours des premières heures de lessivage et tend à se stabiliser (cette dissolution n'a aucun rapport avec la concentration de silice dans le solvant, car on est toujours très loin de la saturation). D'autre part, diverses expériences nous ont permis de nous assurer que le phénomène n'est pas dû à la présence de particules très fines non éliminées des grains compris entre 85 et 50 μ).

La pente constante de la courbe $\Sigma q = f(\Sigma t)$ est atteinte quand les grains de la poudre sont entièrement dégagés de la pellicule perturbée par le broyage.

([1]) D. W. Clelland, W. M. Cumming et P. D. Ritchie, *J. appl. Chem.*, 2, 1952, p. 31-42.

La diminution de cette pente à partir du début de l'expérience permet de suivre, par l'abaissement de la vitesse de dissolution, la diminution régulière du désordre dans la profondeur de chaque grain cristallin.

Dans une solution de potasse normale, les vitesses constantes de mises en solution des poudres étudiées sont assez grandes pour que les dosages colorimétriques permettent de bonnes comparaisons. Les rapports $\Delta M/M$ de la masse ΔM dissoute en un jour à la masse totale M sont les suivants : verre de silice, 100.10^{-5}; quartz, $1,15.10^{-5}$; orthose, $0,47.10^{-5}$; albite, $1,04.10^{-5}$; labrador, $5,7.10^{-5}$.

Le liquide précédent est trop agressif pour que l'on puisse matériellement construire avec précision le début des courbes $\Sigma q = f(\Sigma t)$; nous l'avons remplacé à cette fin par la solution aqueuse CO_3Na_2 (M/10) + CO_3NaH (M/10). La partie initiale des courbes a été tracée jusqu'à ce que l'on ait atteint une pente constante. En prolongeant cette branche rectiligne jusqu'à la ligne des ordonnées, on a pu déterminer, pour chaque poudre, la quantité de silice dissoute de façon anormalement rapide. La limite inférieure de la masse m de chaque poudre atteinte par les perturbations dues au broyage a été ensuite calculée. Dans les conditions granulométriques citées plus haut, les rapports m/M de cette masse à la masse totale de la poudre sont approximativement les suivants : verre de silice, $14,10^{-5}$; quartz, 28.10^{-5}; orthose, 25.10^{-5}; albite, 27.10^{-5}; labrador, 32.10^{-5}. On remarquera que la couche perturbée est ainsi du même ordre pour le quartz et pour les divers feldspaths; elle est notablement plus faible pour le verre de silice sans, toutefois, être négligeable, et celà concorde avec les idées actuelles sur la structure des verres.

Des lessivages de même durée (1 jour) ont été réalisés avec le liquide utilisé au paragraphe précédent, sur des échantillons d'une même poudre de quartz portés, chacun pendant 1 h, à des températures différentes. Les résultats suivants ont été obtenus :

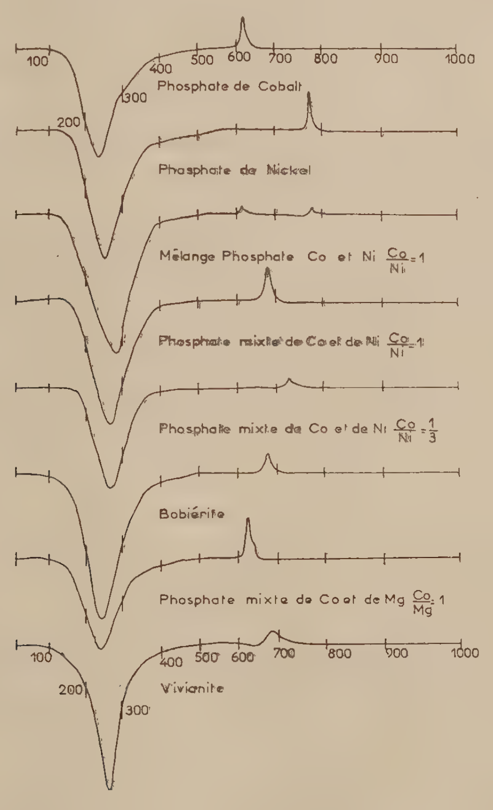
Température du traitement thermique...	1200°.	900°.	700°.	500°.	Temp. ordinaire.
Vitesse moyenne de mise en solution :					
$\frac{\Delta M}{M}$ en un jour..................	$2,6.10^{-5}$	$4,4.10^{-5}$	$6,2.10^{-5}$	$8,1.10^{-5}$	16.10^{-5}

On constate la diminution régulière très nette de la solubilité provoquée par la recristallisation.

La comparaison des vitesses de mise en solution est, ainsi, un moyen de contrôler l'état de recristallisation des couches superficielles et nous donnerons ultérieurement les résultats d'une étude plus complète des effets de traitements thermiques des poudres obtenues par broyage.

MINÉRALOGIE. — *Caractères thermiques des phosphates de la famille de la vivianite.* Note de M. **Raymond Pulou**, transmise par M. Charles Mauguin.

La vivianite appartient à une famille de phosphates et d'arséniates naturels répondant à la formule générale $(RO_4)_2M_3$, $8\,H_2O$ dans laquelle RO_4 désigne le radical PO_4 ou AsO_4 et M un métal bivalent tel que le fer, le magnésium, le nickel, le cobalt ou le zinc. Il convient toutefois de remarquer que la série des phosphates naturels est très incomplète par rapport à celle des arséniates. Rappelons que les phosphates de cobalt et de nickel n'ont pas été jusqu'ici signalés dans la nature. Le seul phosphate de zinc connu, la hopéite, n'appartient pas à cette famille.



Aussi avons-nous cherché à étendre aux phosphates, la méthode de synthèse que nous avons employée avec les arséniates [1]. Les diagrammes de rayons X nous ont permis de reconnaître la parfaite identité de structure de la vivianite et des phosphates cristallisés ainsi obtenus.

(1) R. Pulou, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2333.

La durée de la cristallisation (à 18° C) dépend beaucoup, comme dans le cas des arséniates, de la nature du métal considéré : sel de cobalt, 12 h; sel double de cobalt et de nickel (Co/Ni = 1), 1 jour; sel double (Co/Ni = 1/3), 8 jours; sel de nickel, 1 mois; sel de magnésium, 2 mois; sel double de cobalt et de magnésium, 1 jour. Il est curieux de constater que le phosphate de cobalt cristallise plus aisément que le phosphate de nickel, alors que l'inverse se produit avec les arséniates.

Toutes les tentatives faites pour préparer le phosphate de zinc homologue de la koettigite ont échoué jusqu'ici. Bien plus, la présence de zinc, même en petite quantité, suffit pour empêcher la cristallisation des autres phosphates. A cet effet inhibiteur du zinc, on peut opposer le rôle favorable que semble jouer le cobalt dans la cristallisation des phosphates mixtes.

Caractères thermiques généraux. — Les essais thermiques ont été réalisés par analyse différentielle dans les mêmes conditions que nos essais antérieurs sur les arséniates, afin de permettre des comparaisons : prise d'essai (5 dg) chauffée progressivement jusqu'à 1000° en 1 h 15 environ dans un courant d'air sec de 20 cm^3/mn.

Comme dans le cas des arséniates, les diagrammes montrent un fort crochet endothermique (Ed) de décomposition avec déshydratation dont le minimum est toujours situé vers 250°, puis un crochet exothermique (Ex) de recristallisation. La matière est vitreuse entre les deux crochets Ed et Ex. Au-delà, on est en présence d'orthophosphate anhydre sauf dans le cas de la vivianite où interviennent des phénomènes d'oxydation du fer ferreux. On retrouve l'adsorption d'eau dans le verre déjà signalée avec les arséniates.

Caractères thermiques particuliers. — *Phosphate de cobalt.* — Le crochet Ex débute vers 600° c'est-à-dire 60° plus bas qu'avec l'arséniate correspondant. Son amplitude est plus faible.

Phosphate de nickel. — Le crochet Ex débute vers 760°; il est, par conséquent, retardé de 40° par rapport au crochet de l'arséniate.

Phosphate mixte de cobalt et de nickel Co/Ni = 1. — On n'a qu'un seul crochet exothermique débutant vers 675°, c'est-à-dire placé au milieu de l'intervalle qui sépare les crochets du cobalt et du nickel.

Lorsqu'on augmente la teneur en nickel, le crochet Ex se rapproche de celui du phosphate de nickel (pour Co/Ni = 1/3, début du crochet à 720°).

Bobiérite. — Nous avons étudié le phosphate de synthèse. Le crochet Ex débute à 650° soit 80° plus bas qu'avec la hoernésite.

Phosphate mixte de cobalt et de magnésium Co/Mg = 1. Le crochet Ex débute à 620°.

Vivianite. — Nous avons utilisé un échantillon cristallisé en larges

plaques se clivant aisément en lamelles à peu près incolores qui bleuissaient rapidement à l'air. Le crochet Ex, qui débute vers 650° a moins d'acuité que sur les courbes précédentes peut-être parce que les phénomènes de recristallisation sont perturbés par l'oxydation du fer ferreux.

CONCLUSION. — L'analyse thermique différentielle est un procédé efficace pour distinguer les phosphates de nickel, de cobalt, de magnésium ou de fer, mais ne fait pas de différence entre ces deux derniers.

Seul, le phosphate de nickel recristallise après déshydratation à une température supérieure à celle de son homologue arsénié; les autres phosphates de la série recristallisent à température plus basse.

MINÉRALOGIE. — *Sur les efforts exercés par le plâtre et l'anhydrite au cours de leur hydratation.* Note de M. **JEAN SAHORES**, transmise par M. Charles Mauguin.

L'étude des gonflements et la détermination des efforts susceptibles d'apparaître au cours de l'hydratation de l'anhydrite intéressent particulièrement le géologue et l'ingénieur. Les valeurs des efforts proposées jusqu'à ce jour varient considérablement suivant les auteurs (de quelques kg/cm² à 700 kg/cm²) et cela a incité les ingénieurs à prendre des précautions exceptionnelles dans la protection des ouvrages d'art.

Le processus d'hydratation du semi-hydrate de calcium est le même que celui de l'anhydrite : mise en solution et précipitation de gypse. Le semi-hydrate étant plus soluble que l'anhydrite, le gypse formé à partir de solutions saturées doit exercer des poussées plus fortes dans son cas que dans celui de l'anhydrite; ainsi, les efforts mesurés sur le semi-hydrate sont une limite supérieure des efforts développés dans le cas de l'anhydrite [1]. D'autre part, la durée de prise du semi-hydrate est beaucoup moins longue que celle de l'anhydrite. Pour ces deux raisons, notre étude a été commencée sur le semi-hydrate.

La mesure des variations de pressions accompagnant l'hydratation du semi-hydrate à volume constant est difficile à interpréter à cause de la contraction inévitable en début de prise. Aussi avons-nous opéré à pression hydrostatique constante en mesurant les variations de volume du semi-hydrate.

Dispositif expérimental. — Le semi-hydrate est gâché dans une vessie de caoutchouc très mince avec une quantité d'eau déterminée; le gâchage a lieu sous vide pour éliminer les bulles d'air qui laisseraient une forte

---

(1) J. FARRAN et M. ORLIAC, *Comm. au 78e Congrès des Sociétés Savantes*, 1953, p. 189-192.

compressibilité à la pâte. La vessie, fermée hermétiquement sous vide, est placée dans une bombe en acier, remplie d'eau et surmontée d'un tube dilatométrique en pyrex ou en acier, selon la pression à laquelle on opère. La bombe est suffisamment épaisse pour être considérée comme indéformable. Elle est maintenue à pression constante par un réservoir d'air comprimé et placée dans un bac plein d'eau à température constante qui facilite l'élimination de la chaleur d'hydratation du plâtre, diminuant ainsi l'importance des corrections thermiques à apporter à la mesure des variations de niveau d'eau dans le tube dilatométrique. La température de l'eau est mesurée par couple thermoélectrique.

Le tube dilatométrique, étalonné avec soin, est l'une des pièces essentielles de l'appareil : il permet d'enregistrer les variations de volume par les variations de niveau du liquide. Nous avons adopté un procédé simple déjà connu en hydraulique : on détermine la conductance de la colonne liquide entre deux fils métalliques parallèles à l'axe du tube; cette conductance est, en principe, une fonction linéaire du niveau. Comme l'appareil ainsi constitué s'avère très sensible aux variations de température et de salinité de l'eau, nous avons dû l'améliorer avec le montage suivant, permettant de réaliser un étalonnage définitif (2) : on compare au pont de Kohlrausch à équilibrage automatique la conductance entre les sondes du tube de mesure, à la conductance entre les sondes complètement immergées d'un tube de référence identique toujours plein, relié à la bombe comme le tube de mesure. Les variations thermiques et les variations de salinité sont ainsi équilibrées et le rapport des conductances n'est alors rigoureusement fonction que du niveau de l'eau. Il est important pour la stabilité des mesures en courant alternatif industriel d'utiliser des électrodes en platine platiné.

Résultats. — Aux faibles pressions (2 kg/cm² par exemple), on observe un tassement au début de la réaction, suivi d'un gonflement pendant la cristallisation du gypse : la pression extérieure est inférieure à la poussée des cristaux. Aux fortes pressions (30 kg/cm² par exemple) le tassement initial subsiste et est prolongé par un tassement lent pendant toute la prise.

Nous avons déterminé la pression exactement nécessaire pour supprimer tout gonflement pendant la prise; cette pression équilibre alors la poussée maximum développée par le gypse au cours de sa formation. Elle se situe entre 6 et 10 kg/cm² selon les variétés de semi-hydrate commercial (plâtre), la proportion de gâchage et la quantité d'air occlus dans la pâte. Cette pression est très inférieure aux valeurs parfois avancées et sa connaissance,

---

(2) J. Lagasse et J. Nougaro, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 56.

à laquelle nous nous proposons d'apporter de nouvelles précisions, est déjà une donnée importante dans les protections à prévoir pour certains ouvrages d'art.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la répartition des molécules dans le monocristal liquide, déduite des mesures de diffusion des rayons* X. Note de M. **Jean Falgueirettes**, transmise par M. Charles Mauguin.

Le monocristal liquide nématique est regardé comme formé d'essaims comprenant un grand nombre de molécules parallèles, ces essaims présentant des fluctuations d'orientation autour d'une direction moyenne : l'axe d'isotropie du milieu; soit Oz cette direction.

Pour décrire ce milieu, il faut donner la fonction de répartition angulaire des molécules. Soit $f(\theta)\,d\Omega$ le nombre de molécules par unité de volume, dont la direction d'allongement est à l'intérieur de l'angle solide $d\Omega$, angle solide dont la direction moyenne fait l'angle θ avec l'axe Oz. Les mesures de l'intensité de la diffusion des rayons X données dans une Note précédente [1] permettent de trouver les valeurs de $f(\theta)$ en fonction de θ à une température déterminée.

Considérons comme élément diffusant l'ensemble d'une molécule et de ses premières voisines, ces molécules étant toutes parallèles entre elles et pouvant glisser l'une par rapport à l'autre. Nous admettons cet élément doué de libre rotation autour de l'axe d'allongement des molécules, soit Ov cet axe; l'angle θ suffit à en définir la position étant donnée la symétrie de révolution. Avec ces hypothèses, il n'y a alors possibilité de diffusion présentant des maxima importants que pour des vecteurs de diffusion situés dans le plan perpendiculaire à Ov. Nous appellerons r le module du vecteur de diffusion correspondant au maximum le plus important. Il a été admis ici que pour des vecteurs de diffusion de module r, l'intensité diffusée est constante tant que le pôle de diffusion reste en dehors du plan envisagé ci-dessus (plan perpendiculaire à Ov). Pour des vecteurs dans le plan, il faut ajouter en effet à l'intensité due à la molécule, l'intensité due aux interférences entre molécules; cette approximation est d'autant plus valable que le maximum est plus important.

Si l'on envisage maintenant le cas réel où les éléments diffusants ont des orientations variées avec symétrie de révolution autour de Oz, les éléments diffusants pour lesquels il y aura maximum de diffusion quand le pôle est placé en un point $M(r, \varphi)$ (avec $\varphi =$ angle du vecteur de diffusion avec Oz), seront ceux dont l'axe Ov est situé dans le plan perpendiculaire à OM, soit P ce plan. Ce plan est défini par θ_1, angle de la ligne de plus grande pente avec

(1) J. Falgueirettes, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 71.

$Oz(\theta_1 = \pi/2 - \varphi)$. Les positions dans ce plan sont repérées par δ, angle de la direction envisagée avec la ligne de plus grande pente ($\cos\theta = \cos\theta_1 \cos\delta$). Les éléments diffusants dont les axes sont parallèles au plan P sont en nombre proportionnel à $\int_{\delta=0}^{\delta=\pi/2} f(\theta)\, d\delta$.

Dans notre cas, les courbes de diffusion obtenues quand le pôle de diffusion se déplace sur une droite $\varphi = \text{const.}$, ne présentent pas de maximum observable à la distance r tant que φ est compris entre 0 et 11°30. On peut en déduire que pour θ compris entre 78°30 et 90°, $f(\theta)\, d\Omega = 0$ c'est-à-dire qu'à la température envisagée, il n'y a pas de molécule faisant avec Oz d'angle supérieur à 78°30.

Appelons $g(\varphi)$ l'intensité diffusée quand le pôle de diffusion est à φ, r. Dans l'intervalle où φ est compris entre 0 et 11°30, $g(\varphi) = g(0) = \text{const.}$ et représente uniquement la diffusion par les molécules supposées isolées. Nous avons donc la relation $g(\varphi) - g(0) = k\int_0^{\pi/2} f(\theta)\, d\delta$.

Posons $\cos\theta_1 = x$,

$$g(\varphi) - g(0) = G(x), \qquad f(\theta) = F(\cos\theta) = F(x\cos\delta).$$

La relation précédente prend alors la forme

$$G(x) = k\int_0^{\pi/2} F(x\cos\delta)\, d\delta.$$

Cette équation est une équation intégrale de Schlömich. Elle est susceptible d'inversion directe, toutefois il est plus commode d'en calculer une valeur approchée dans le cas où $G(x)$ est nul sur un segment $O - a$, ce qui est notre cas. Cette méthode permet d'effectuer le calcul de proche en proche par la méthode des trapèzes; ceci donne dans notre cas des nombres proportionnels au nombre de molécules par centimètre cube ayant une orientation donnée: d'où le tableau ci-dessous :

θ°........	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	78°30	90°
$kf(\theta)$.....	153	137	103	67	43	25	11	2	0	0

La répartition isotrope correspondrait à $kf(\theta) = 52$. Dès que θ dépasse 35°, le nombre de molécules devient rapidement très inférieur à celui du liquide isotrope.

Si l'on veut calculer le nombre absolu de molécules ayant une orientation déterminée, il faut connaître le coefficient k; il se calcule aisément en remarquant que $2\int_0^{\pi/2} f(\theta)\, 2\pi \sin\theta\, d\theta = \nu =$ nombre de molécules par unité de volume, ce qui permet d'atteindre les valeurs absolues de $f(\theta)$, connaissant celles de $kf(\theta)$ et la densité du liquide.

On peut aussi calculer les valeurs moyennes de $\sin^2\theta$:

$$\overline{\sin^2\theta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \sin^2\theta f(\theta) \sin\theta \, d\theta}{\int_0^{\pi/2} f(\theta) \sin\theta \, d\theta}.$$

Les valeurs de $kf(\theta)$ ci-dessus donnent $\overline{\sin^2\theta} = 0,27$ à 116°.

Ce résultat est important, car il se trouve en excellent accord avec la valeur de $\overline{\sin^2\theta}$ déterminée par P. Chatelain à partir de la mesure des indices (2).

GÉOLOGIE. — *Sur la position stratigraphique du fluvio-glaciaire de la basse vallée du Var.* Note (*) de M. **Jacques Bourcart**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les sables jaunes à blocaux que j'ai décrits dans une précédente Note (1), recouvrent toutes les formations dans lesquelles est entaillée la vallée du Var, du Trias aux poudingues « pliocènes ». Quand ces formations sont marneuses, elles ont été préalablement détrempées et les cailloux ou blocs y ont pénétré. Quand elles sont calcaires, la roche a été profondément *gelée* et transformée, mais irrégulièrement, en une *brèche* monogénique épaisse qui souvent a été notée sur la carte géologique comme « pontien » (brèche de Carros). Les conclusions tectoniques tirées de cette datation inexacte sont donc à réviser. En certains points, sous la coulée, on trouve des alluvions à éléments alpins très bien roulés et cimentés fortement par du calcaire. Elles ressemblent à celles du soubassement de l'usine électrique de la Courbaisse, en amont du confluent de la Tinée.

A la partie supérieure, la coulée fluvio-glaciaire inclut souvent de grandes lentilles de travertin à roseaux. Il en est de même des grands éboulis à pâte crayeuse qui recouvrent les pentes du Sénonien entre Villefranche et le Cap d'Ail. Une très belle lentille de ces travertins se trouve à Rossetti, à l'embouchure du torrent de Saint-Laurent-d'Èze. En ce point, des éboulis très cimentés à pâte rouge recouvrent les éboulis crayeux. Ils sont identiques à ceux du Cap d'Ail dont la base est marine (Tyrrhénien).

Au Cap Ferrat, en revanche, ce sont des vases ou des sables marins, où autrefois on a récolté la faune à Strombes et des dunes cimentées qui recouvrent ces éboulis crayeux.

Si l'on peut assimiler la formation de la Vésubie (Var) à celle à l'Est

---

(2) *Bull. Soc. franç. Min.*, 78, 1955 (à paraître).

(*) Séance du 4 juillet 1955.

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 79.

de Villefranche, ces coulées seraient l'une et l'autre *antérieures* à la transgression dont proviennent, sur cette côte, tous les dépôts marins du Quaternaire ancien.

A la partie supérieure, le fluvio-glaciaire et les éboulis crayeux ont subi une altération pédologique qui se traduit par un très fort rougissement dû à une décalcification, suivie d'une oxydation de leur fer. Dans d'autres cas, des limons rouges, totalement indépendants, remplissent les talwegs qui y sont creusés ou recouvrent des surfaces plates : « plans » ou « collets », témoins de l'ancien paysage. Ils y sont aussi surmontés par d'énormes éboulements à pâte rouge. Les limons rouges prennent de plus en plus d'importance vers le Sud, vers la Baie des Anges : à la gare de Nice-Saint-Augustin, le cailloutis qui est à leur base, très bien roulé, est certainement un cordon littoral. On retrouve le même type de cailloutis à partir de Cagnes (gare) et jusqu'à Antibes. Ce sont ces cailloutis qui, dans la célèbre coupe de Vaugrenier, recouvrent les sables marins à *Tellina planata*. F. Ottmann [2] les considère comme marquant le début de la grande régression qui est générale sur toute la côte. Quelle que soit la cause de cette régression, elle correspond toujours à un *apport nouveau* de matériaux continentaux et à des éboulements très importants. C'est cet ensemble de phénomènes qui justifie, selon moi, l'existence d'un cycle que j'ai appelé *grimaldien*.

Les recherches de A. C. Blanc dans les Marais Pontins ont montré qu'au début de ce cycle régnait un climat tempéré avec de la vigne et qu'un refroidissement progressif y avait permis l'installation d'une forêt de sapins. Le cycle grimaldien correspondrait donc au début de la détérioration de climat qui a été une des causes de la dernière glaciation, habituellement qualifiée de wurmienne.

Le cycle auquel appartiennent les coulées boueuses du Var et les alluvions crayeuses est totalement indépendant du Grimaldien. Il témoigne d'une glaciation antérieure au « Wurmien », mais aussi d'un creusement préalable important des vallées, marqué par les alluvions alpines cimentées.

GÉOLOGIE. — *Sur l'origine du minerai de pyrite du Soulier (Gard).*

Note (*) de M. **André Bernard**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les conditions sédimentologiques particulières à une zone de haut fond dans une lagune triasique justifient l'hypothèse d'une origine sédimentaire, diagénétique, du gisement de pyrite du Soulier.

([2]) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (6), 3, 1953, p. 67-84.

(*) Séance du 4 juillet 1955.

La petite concession du Soulier (pyrite, zinc, plomb et métaux connexes) est située au Nord immédiat d'Alès, près de Tamaris. Les minéralisations affectent les terrains de la bordure Sud-Est du bassin sédimentaire triasique et liasique du Nord d'Alès. Les nombreux sondages de recherche houillère (bassins de la Grand-Combe et de Rochebelle) ont permis récemment à J. Louis [1] d'apporter des précisions sur la tectonique des morts-terrains. Une première étude sédimentologique du Trias de ce bassin [2] montre qu'il s'agit d'une sédimentation épicontinentale, à évaporites, alimentée par un apport détritique puissant.

L'étude comparative du bassin du Nord d'Alès et du bassin de « Mialet-Thoiras » montre l'existence d'un faciès très particulier des formations triasiques le long de la bordure Sud-Est, faillée, de ces deux bassins. Le Keuper en particulier est très réduit (15 à 20 m près de Carnoules, 5 à 10 m à Saint-Félix-de-Paillères) : il s'agit d'argiles noires bitumineuses, plus ou moins dolomitiques, passant latéralement vers le centre du bassin aux puissantes formations de marnes bigarrées salifères. L'étude stratigraphique et tectonique de la bordure Sud-Est du bassin de Mialet-Thoiras, montre que ce faciès du Trias correspond à une zone de haut fond, fonctionnant en horst pendant le Trias supérieur et le Lias inférieur. Cette barrière, limitant la lagune triasique vers le large, est nettement marquée quand son substratum est granitique; elle s'atténue au Nord-Est dans la région du Soulier (substratum houiller). Le gisement du Soulier se situe au Nord-Ouest immédiat de ce haut fond triasique.

Métallogénie du Soulier. — Les indices minéralisés superficiels sont extrêmement abondants dans la concession dont la partie Sud peut être considérée comme un immense chapeau de fer. Indépendamment d'un affleurement de barytine (lentille interstratifiée dans les marnes du Keuper supérieur) près du Puits de Fontanes, seuls les travaux miniers révèlent la minéralisation hypogène suivante :

1° Vieux travaux du village du Soulier : d'après les rapports miniers et les déblais, ce gisement est une couche lenticulaire de marcassite, avec localement pyrite et melnicovite, interstratifiée dans les marnes noires du sommet du Keuper inférieur. Au même niveau stratigraphique des travaux ultérieurs rencontrèrent une lentille de barytine minéralisée très accessoirement en sulfures.

2° Travaux actuels : la Société Pechiney exploite un amas pyriteux situé, en majeure partie, dans les dolomies du Lias inférieur. Si l'ensemble est concordant avec la stratification, les structures de détail, à l'échelle du chantier ou de la galerie, montrent de très nombreux indices de rema-

---

(1) *Trav. Lab. Géol. Fac. Sc. Lyon*, nouv. série, n° **1**, 1954.

(2) J.-P. Destombes, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 2336.

niements de la minéralisation. Celle-ci est constituée par de la marcassite, de la melnicovite, accessoirement de la pyrite. La gangue est rare, siliceuse et argileuse (argiles noires à illite prédominante sur kaolinite). Le minerai présente de très nombreux concrétionnements concentriques ou radiés, ainsi que des recristallisations en mosaïque de grains de pyrite. Chimiquement on ne note que des traces de cuivre, plomb, zinc, arsenic (moins de 0,5 % sur le tout-venant d'exploitation). Le thallium est assez constant (0,040 %) ainsi que le chlore et le fluor (0,020 %).

On retrouve au Soulier, une répartition des faciès minéralisés et sédimentaires, analogue à celle relevée dans la région de Saint-Félix-de-Paillères. Sur le haut fond et en bordure, le Keuper est peu puissant, constitué par des marnes noires minéralisées en sulfures. En s'éloignant du haut fond, ces formations passent latéralement en augmentant de puissance à des marnes bigarrées minéralisées en sulfates (anhydrite, gypse ou barytine.) L'augmentation de puissance correspond à une subsidence très marquée des bassins dans les zones salifères à sulfates. Des faits analogues ont été signalés récemment à Meggen [3].

Hypothèse génétique proposée. — Il ne semble pas que l'on puisse retenir pour ce gisement une origine effusive-hydrothermale, magmatogène, sous-marine, comme cela a été proposé à Meggen, tout volcanisme post-hercynien, et plus particulièrement triasique, étant inconnu dans la région étudiée.

MM. J. Bourcart et J. Ricour [4] ont proposé récemment une hypothèse très séduisante sur la genèse des sulfates en série salifère, par cristallisation diagénétique à partir d'eaux de gisement [5] d'une part, par oxydation des sulfures d'autre part. Le paysage de grandes vasières qu'ils suggèrent s'accorde parfaitement avec les résultats pétrographiques et paléogéographiques cités plus haut. Cependant, la concentration des métaux lourds et du soufre dans le faciès marnes noires implique des conditions de sédimentation différentes de celles du faciès marnes bigarrées à sulfates. En première hypothèse, le Eh [6] du milieu ainsi que la présence ou l'absence de bactéries anaérobies réductrices des sulfates permettraient d'expliquer ces différences. Par ailleurs, si l'oxydation des sulfures en sulfates dans les conditions atmosphériques oxydantes est un fait indéniable, il semble beaucoup plus difficile d'admettre une telle oxydation en milieu enfoui, le plus souvent réducteur. En conclusion, l'hypothèse de la cristallisation

---

[3] H. Ehrenberg, A. Pilger, F. Schröder, *in* E. Raguin, *Ann. des Mines*, fév.-mars 1955, p. 56-60.

[4] *C. R.* 19e *Congrès Géol. Int.*, Alger, **13**, 1954, p. 35-47.

[5] « Connate waters » des Anglo-Saxons.

[6] Potentiel d'oxydoréduction.

diagénétique des sulfates et des sulfures, dans des conditions physicochimiques peu différentes de celles du milieu de sédimentation, suffirait pour expliquer la genèse des minéralisations hypogènes du Soulier.

SÉDIMENTOLOGIE. — *Les variations de la composition minéralogique des vases.* Note (*) de M. **Léopold Berthois**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La vase est un sédiment polygénique dont les caractères minéralogiques dépendent essentiellement des apports terrigènes locaux.

La vase est un sédiment complexe formé, suivant J. Bourcart (1), d'un « squelette minéral » dans lequel on peut également inclure une fraction argileuse précolloïdale ou colloïdale.

La vase contient également de l'humus, des hydrosulfures de fer, ainsi que des éléments organogènes : algues monocellulaires, bactéries, etc., et les tests des organismes les plus variés (diatomées, foraminifères calcaires, spicules de spongiaires, etc.).

Quelle que soit l'importance du rôle joué dans l'évolution de la vase par sa faune et sa flore, il n'en est pas moins vrai, qu'exception faite de conditions très spéciales, ces dernières ne représentent pondéralement et spacialement qu'un faible pourcentage de l'ensemble.

La fraction minéralogique de la vase qui constitue souvent plus de 90 % du résidu sec peut offrir des variations très importantes suivant son origine et les conditions de sédimentation.

J'ai réuni quelques données dans le tableau suivant.

L'examen de ce tableau montre que :

1° La vase est un sédiment polymorphe dans lequel la fraction minéralogique peut posséder une granulométrie extrêmement variable.

2° L'étude granulométrique et minéralogique indique qu'il y a toujours, à l'échelle locale, dans la zone de balancement des marées, une parenté extrêmement étroite entre les dépôts anciens voisins et la fraction minéralogique de la vase. Celle-ci est formée :

a. Dans les vallées de la Rance, du Jaudy et du Trieux par le lessivage sur place des limons quaternaires;

b. A l'Ile Grande par le sable quartzofeldspathique provenant du lessivage de l'arène de la roche cristalline;

c. Dans la Baie d'Aiguillon par le bricharentais, dans le Bassin d'Arcachon par l'argile quaternaire de l'Ile-aux-Oiseaux.

Sans minimiser l'importance des apports organiques marins (spicules,

(*) Séance du 4 juillet 1955.

(1) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 137.

diatomées, etc.), ces constatations montrent le caractère polygénique de la vase dont la composition minéralogique dépend essentiellement des apports terrigènes locaux.

3) La comparaison des granulométries et des compositions minéralogiques des stations 642 et 815 (dragages du *Président Th. Tissier*) révèle que les vases du plateau continental du Golfe de Gascogne n'échappent pas à cette règle générale.

Provenance.		Diamètre du grain moyen (μ).	Azote total (%).	Minéraux dominants de la fraction fine. Illite.	Kaolinite.	Montmorillonite.
Vallée de la Rance.	Limon	23	–	Ab	r	–
	Schorre	30	0,11	Ab	r	–
	Slikke	26	0,11	Ab	r	–
Vallée du Jaudy.	Limon	55	–	Ab	P. ab	–
	Slikke	48	0,76	Ab	P. ab	–
» »	Limon	40	–	P. ab	Ab	–
	Slikke	30	0,92	P. ab	Ab	–
Ile Grande.	Slikke	220	0,70	–	–	–
Golfe de Gascogne.	St. 642	2,5	0,37	Ab	P. ab	–
	St. 815	250	0,14	Ab	P. ab	–
Bassin d'Arcachon (*).	Argile quaternaire.	–	0,18	Ab	30 %	–
	Slikke	–	0,19-0,24	Ab	25	15 %
Baie d'Aiguillon (*).	Slikke	–	0,29	Ab	30	10
Fontenay (*).	Bri (quaternaire)	–	0,17	Ab	25	30
La Courre (*).	»	–	–	Ab	25	30
Vallée de La Charente (*) :						
Fort Lupin.	Slikke	–	–	Ab	ass. Ab	10
Bouchon vaseux (suspension)		–	–	Ab	ass. Ab	10

Ab, abondant; ass. Ab, assez abondant; P. ab, peu abondant; r, rare.
St. 642. Lat. N. 47°37′6″. Long. W. Gr. 4°9′30″. Prof. 100 m.
St. 815. Lat. N. 47°. Long. W. Gr. 3°45′. Prof. 110 m.
(*) Renseignements communiqués par J. Debyser.

MÉTÉOROLOGIE. — *Influence des dimensions des noyaux de congélation sur la température de congélation de l'eau.* Note de M[lle] **Maud Bayardelle**, présentée par M. André Danjon.

L'expérience montre que la surfusion de l'eau cesse à une température d'autant plus basse que les noyaux qu'elle contient sont plus petits. Ce phénomène se relie au fait, signalé par un autre auteur, qu'un noyau n'est actif que par une partie de sa surface.

Dans un travail consacré à l'étude de la surfusion de l'eau, N. E. Dorsey [1]

[1] *Journ. Res. Nat. Bur. of Stand.*, 20, 1938, p. 799-808.

a émis l'hypothèse que les noyaux de congélation étaient d'autant moins actifs qu'ils étaient plus petits.

Nous nous sommes proposé de vérifier expérimentalement cette hypothèse, en utilisant des noyaux d'une espèce unique et de dimensions variées, constitués par des particules d'iodure d'argent. Dans ce but, nous avons utilisé un précipité d'iodure d'argent, abondamment lavé à l'eau bidistillée, séché, fondu, refroidi lentement et fractionné mécaniquement. Les particules d'iodure d'argent ainsi obtenues sont alors introduites dans un récipient soigneusement nettoyé au mélange sulfochromique et contenant de l'eau plusieurs fois distillée, les deux dernières opérations étant faites en présence de permanganate de potassium puis de baryte ; cette eau se maintient en surfusion jusqu'à des températures comprises entre — 17° et — 23° C, suivant l'échantillon étudié.

La suspension grossière d'iodure d'argent dans l'eau ainsi obtenue est, après agitation, renversée sur des filtres de porosités diverses, constitués par du verre fritté ou du collodion. Le filtrat est recueilli dans un tube enduit intérieurement d'un vernis au silicone et fermé avec soin, qu'on place ensuite dans un bain réfrigéré.

Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus; *a* désigne la dimension moyenne du diamètre des pores du filtre; T, T_1 et T_2 la température moyenne et les températures extrêmes de congélation relevées au cours des mesures.

a (μ).	T (°C).	T_1 (°C).	T_2 (°C).
2000..............	— 2,0	— 1,0	— 3,3
65..............	— 3,9	— 2,1	— 4,5
30..............	— 6,7	— 5,7	— 8,2
10..............	— 9,1	— 5,2	—12,8
0,025..........	—13,2	—10,3	—15,0

Il semble que l'influence des dimensions du noyau, conforme à l'hypothèse de Dorsey, doive être reliée au phénomène qu'a récemment signalé G. Soulage [2] : l'activité du noyau à une température donnée est due à l'existence de régions privilégiées de faibles dimensions. On doit donc s'attendre à ce qu'un petit noyau ait une faible probabilité de contenir une partie active à une température relativement élevée, ce que confirment les expériences relatées ci-dessus. On peut de plus formuler l'hypothèse que cette région privilégiée est liée à un défaut du réseau cristallin dont la maille se rapprocherait alors de celle de la glace.

---

[2] *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2168.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *De quelques composés du soufre assimilables par les tissus végétaux cultivés* in vitro. Note de M. **René Heller**, présentée par M. Raoul Combes.

Le soufre est assimilable sous des formes très diverses : sulfates, sulfites, sulfures, cystéine, glutathion, méthionine. Toutefois, aux doses trophiques, les sulfures, le glutathion et la méthionine sont légèrement toxiques, ce qui permet d'expliquer certains résultats négatifs. La taurine, elle, est trop toxique pour pouvoir être utilisée.

Le soufre, élément indispensable à la vie des plantes, leur est normalement fourni aux champs comme au laboratoire, sous la forme de sulfates. Pourtant, il semble bien que ce ne soit pas à l'état de radical sulfurique que cet élément intervienne dans le métabolisme cellulaire (1) : on pouvait donc se demander si d'autres substances que les sulfates ne pourraient pas contenir du soufre assimilable. L. P. Miller (2) montra que la méthionine pouvait être utilisée pour supprimer les effets de la carence en soufre (plantules de Tabac et de Tomate). Par contre, L. G. Nickell et P. R. Burkholder (3), travaillant sur des tissus virosés de *Rumex*, aboutirent à des conclusions opposées, seuls les sulfates, les sulfites et la cystéine permettant une croissance normale, contrairement à la méthionine, au glutathion et aux sulfures.

J'ai donc jugé utile de reprendre cette question en m'adressant à des tissus sains de Carotte, cultivés *in vitro*, qui sont très sensibles à la carence en soufre (4). Les cultures furent effectuées dans les conditions habituelles (5).

Pour chaque substance étudiée, il était réalisé quatre types de milieux : un milieu sans soufre et trois milieux où le soufre était introduit aux concentrations respectives de 0,5 mM (16 mg/l), 1 et 2 mM. C'est en effet au voisinage de 1 mM que se situe l'optimum de la concentration du soufre pour les cultures de tissus. Comme certains composés devaient être introduits à l'état de sels de sodium, et que ce dernier élément ne peut être considéré comme totalement inactif vis-à-vis des tissus végétaux, des doses convenables de Na Cl étaient éventuellement ajoutées aux milieux pour égaliser les teneurs en sodium, seule variant la concentration du chlore, élément beaucoup moins actif.

---

(1) J. G. Wood, *Chron. Bot.*, **7**, 1942, p. 1-4; F. A. Gilbert, *Bot. Rev.*, **17**, 1951, p. 671-691.

(2) *Contrib. Boyce Thompson Inst.*, **14**, 1947, p. 443-456.

(3) *Amer. J. Bot.*, **37**, 1950, p. 538-547.

(4) R. Heller, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 845.

(5) R. Heller, *Thèse*, Fac. Sc., Paris, 1953 et *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11e série, **14**, p. 1-223.

De telles séries furent constituées pour le sulfate, le sulfite et le sulfure (de sodium) ainsi que pour la cystéine, le glutathion, la méthionine et la taurine. Les pH de tous les milieux furent ajustés à une valeur voisine de 6, ce qui obligea à relever sensiblement le pH des milieux avec glutathion et avec cystéine, à abaisser au contraire celui des milieux contenant des sulfures.

Le tableau suivant indique la croissance moyenne (augmentation du poids frais, en centigrammes; moyennes calculées sur 12 valeurs) de colonies cultivées sur ces différents milieux pendant quatre mois, avec un repiquage à la fin du deuxième; le poids initial des explantats était de 150 mg.

	Concentrations en soufre (mM).			
Sources de soufre.	0.	0,5.	1.	2.
Sulfate de sodium	15	401	463	483
Sulfite de sodium	22	442	468	425
Sulfure de sodium	26	539	417	473
Cystéine (chlorhydrate)	26	364	415	319
Glutathion	21	646	557	352
Méthionine	16	465	449	171
Taurine	19	13	3	4

Toutes les substances étudiées, à l'exception de la taurine, ont été des sources convenables de soufre. Nos conclusions sont donc différentes de celles de Nickell et Burkholder, en ce qui concerne la méthionine, le glutathion et le sulfure.

De nouvelles séries d'expériences furent effectuées qui m'ont redonné les mêmes résultats. Cependant, dans certains cas, où les tissus s'étaient mal développés et avaient témoigné d'une grande fragilité, les cultures sur méthionine avaient nettement plus souffert que sur les autres milieux, ce qui laissait supposer une certaine toxicité de la substance. Une nouvelle série d'essais fut donc entreprise. Un milieu nutritif complet *avec sulfate* (1 mM) fut utilisé comme milieu de base, auquel était ajoutée, suivant les lots, l'une ou l'autre des substances (1 mM). Un témoin sans aucune addition fut également prévu : les croissances, mesurées comme précédemment, furent les suivantes (en centigrammes) :

Milieu de base (avec sulfate 1 mM)	174	Milieu de base + glutathion	133
» + sulfate surajouté	162	» + sulfure	125
» + sulfite	168	» + méthionine	109
» + cystéine	136	» + taurine	69

On voit donc que la substance la plus toxique est la taurine, qui s'est toujours révélée inutilisable comme source de soufre; puis viennent les trois composés (méthionine, sulfure, glutathion) sur lesquels il y avait

divergence entre les conclusions de Nickell et Burkholder et mes propres résultats. Compte tenu de ce que la méthionine, qui m'a quelquefois fourni des réponses incertaines, est précisément la plus toxique de ces trois dernières formes, il semble légitime d'attribuer cette divergence à une différence dans la fragilité des souches. Les tissus étudiés par Nickell et Burkholder sont en effet des tissus pathologiques et les colonies sont obtenues à partir d'explantats nettement plus petits (40 mg) que ceux que j'ai moi-même employés, ce qui diminue leur résistance, comme l'atteste la grande variabilité de leur croissance ([5]).

Il semble donc démontré que les tissus végétaux en culture sont aptes à assimiler le soufre à partir de substances très diverses, sous réserve qu'ils soient suffisamment vigoureux pour résister à une toxicité éventuelle de ces substances.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE EXPÉRIMENTALE. — *Révélation par l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique, chez* Lilium candidum *L., d'un caractère morphologique latent commun d'autres espèces du genre* Lilium *ainsi qu'à divers genres de Liliacées et diverses familles de monocotylédones*. Note (*) de M. **Pierre Gavaudan** et Mlle **Germaine Debraux**, transmise par M. Robert Courrier.

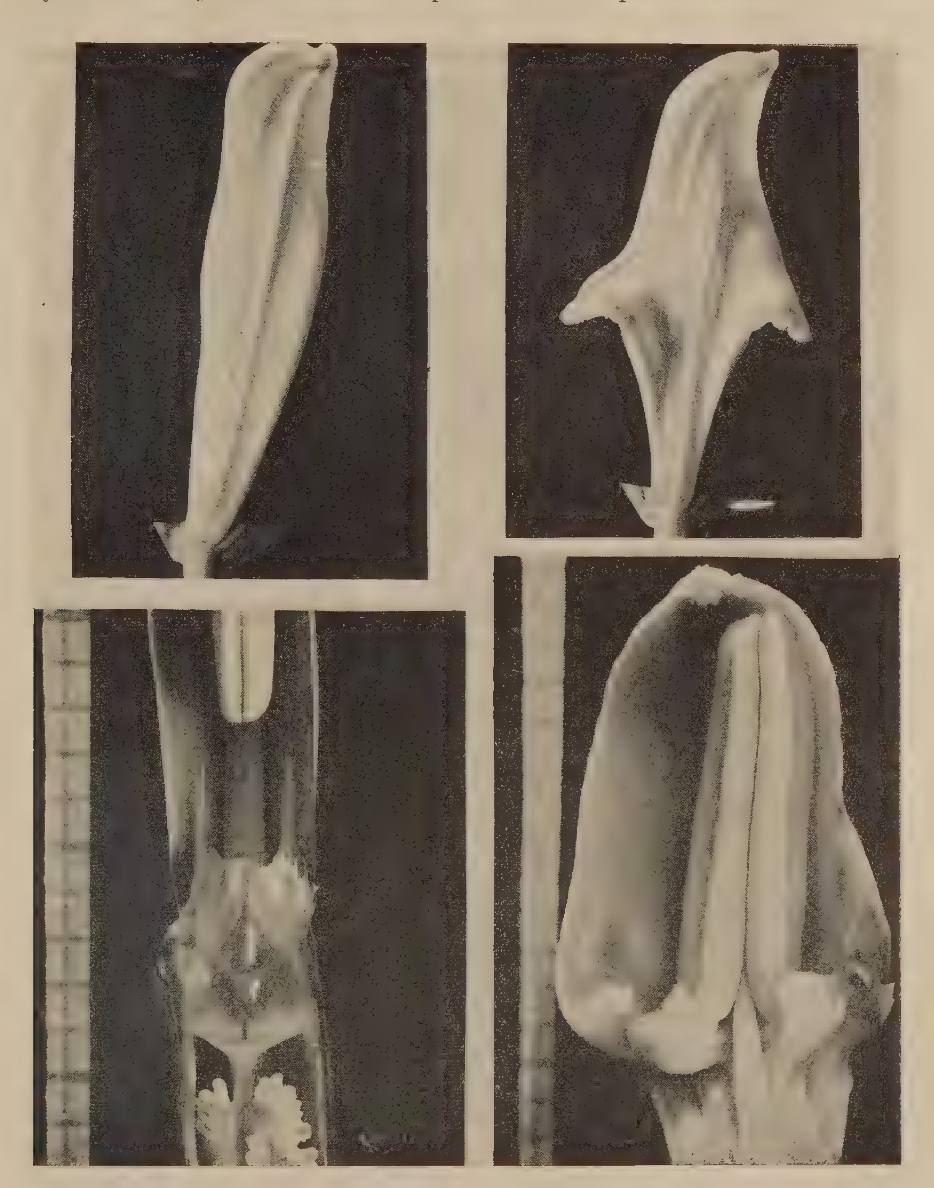
Nous avons observé l'an dernier que, par injection ou par pulvérisation de solutions d'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique (2.4-D) on induisait chez *Lilium candidum* L. une série de morphoses caractéristiques réalisant des phénocopies de caractères floraux inconnus à l'état normal chez cette plante. Rappelons que nous avions obtenu ([1]) la soudure des pièces périanthaires en tube, la monadelphie, la réduction de la fleur au type 4, la production de carpelles surnuméraires et de tépales externes hastés. Cette dernière modification, extrêmement spectaculaire, transforme complètement la fleur de Lis. La figure en haut à droite, représentant un de ces tépales externes hastés vu de dos, souligne l'importance de la transformation qui donne à ces pièces des oreillettes pourvues de poils analogues à ceux que portent les apex des tépales et les stigmates.

La signification exacte de cette morphose nous a échappé jusqu'à la nouvelle campagne expérimentale de 1954-1955. Laissant de côté tous les autres phénomènes observés, nous ne nous occuperons ici que des tépales hastés. Deux traitements pratiqués en avril-mai ont suffi à les faire apparaître avec une très grande régularité chez toutes les plantes mises en expérience.

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) G. Debraux et P. Gavaudan, *Trav. Lab. Biol. vég. Fac. Sc. Poitiers*, 1954, n° 7, 6 p., fig. et *Congrès Assoc. franç. Avanc. Sc.*, Poitiers, 1954 (à l'impression).

Cependant, cette année, non seulement *tous les tépales externes et internes sont hastés*, mais la présence des oreillettes est le plus souvent accompagnée de celle de *formations ligulaires ventrales et poilues* avec lesquelles elles sont en conti-



En haut, deux tépales externes de *Lilium candidum* : *à gauche*, tépale normal; *à droite*, tépale hast *En bas*, *à gauche*, tépale de *Bilbergia* montrant les deux vasques latérales entre lesquelles s'insinue l'étamine (sur le côté, échelle millimétrique); *à droite*, tépale interne de *Lilium candidum* montrant les deux formations sacculaires poilues entre lesquelles s'insinue l'étamine, comme dans le *Bilbergia* (échelle millimétrique).

nuité. Ces ligules sont parfois des sacs jumeaux bordés de poils analogues à ceux des oreillettes des tépales hastés ou des stigmates (*figure*). Certes, très curieuse en soi, cette observation serait néanmoins d'une portée limitée et d'une explication difficile sans son rapprochement de l'existence des diverses formations tépalaires ventrales connues des systématiciens chez diverses monocotylédones et dont certaines sont assimilées à des nectaires : citons les crêtes internes des *Lilium Martagon*, *L. regale*, *Gloriosa*, les fossettes des *Lloydia*, les sacs des *Erythronium*, les vasques des *Bilbergia* (*fig.*). Il ne fait aucun doute que les néoformations ventrales induites chez *Lilium candidum* L. sont homologues des formations précédentes, les unes et les autres étant d'origine ligulaire. Ainsi, les oreillettes des hastes cessent d'être mystérieuses car leur localisation et leurs caractères morphologiques, de même que leur ontogénèse, sont ici liés à ceux d'une ligule.

Le 2.4-D exerce ainsi une véritable action « *génomimétique* » puisqu'il induit la genèse de caractères morphologiques spécifiques inconnus chez *Lilium candidum* L. et présents chez diverses monocotylédones. Son utilisation ouvre la voie à une exploration systématique des caractères floraux latents qui pourrait être utile à la phylogénie et à la systématique.

BOTANIQUE. — *Étude du prodesmogène chez* Glaucium flavum *Crantz.* (*Papavéracées*). Note (*) de M. **Gaston Bersillon**, présentée par M. Roger Heim.

Chez *Glaucium flavum* Crantz. les cordons procambiaux de la pousse feuillée se différencient exclusivement à partir d'un méristème, le *prodesmogène*, disposé en forme de manchon entre la moelle et le parenchyme cortical. Dérivé de l'anneau initial épargné par la parenchymatisation, le prodesmogène est un méristème réservé dont le rôle est d'assurer la différenciation même tardive des cordons procambiaux.

L'origine des tissus conducteurs est un des problèmes les plus importants que pose l'histogenèse de la pousse feuillée. Chaque faisceau libéroligneux existe d'abord sous la forme d'un cordon procambial; le procambium, caractérisé par la forme et la disposition de ses cellules, est un véritable précurseur des tissus conducteurs. C'est donc l'origine des cordons procambiaux eux-mêmes qu'il convient de rechercher.

Considérons une coupe transversale pratiquée dans une jeune tige de *Glaucium flavum* Crantz. (*fig.* 1), au niveau où s'insère la feuille F_{n-3} (F_n désignant la dernière feuille actuellement formée). On y distingue sans peine, entre la moelle et le parenchyme cortical, un anneau continu de méristème; dans cet anneau apparaissent les sections des cordons procambiaux desservant les ébauches foliaires sus-jacentes. L'examen d'un certain nombre de coupes

(*) Séance du 4 juillet 1955.

pratiquées à des niveaux voisins montre que les cordons procambiaux sont exclusivement localisés au sein de ce méristème disposé en forme de manchon. De toute évidence, le procambium tire son origine de ce méristème auquel Louis a donné le nom de *prodesmogène* (1935).

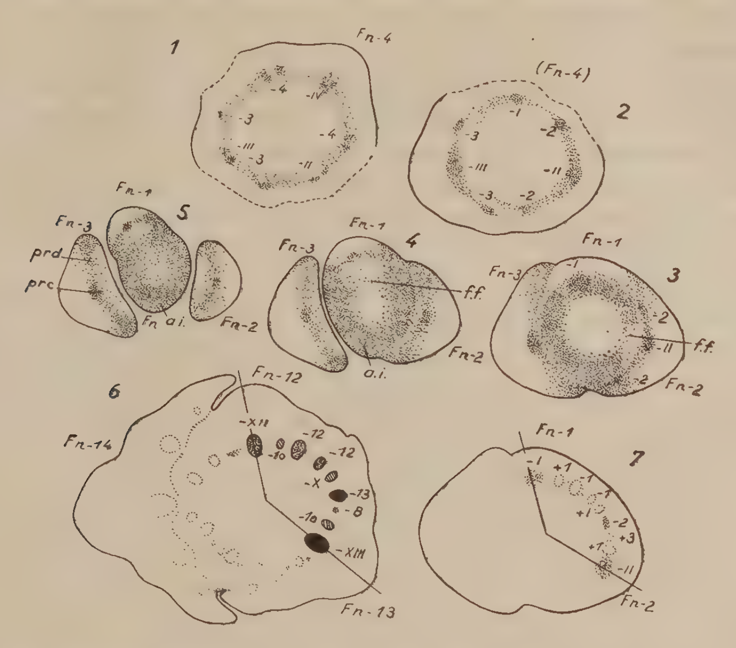


Fig. 1 à 5 : Série de coupes transversales pratiquées dans la partie supérieure d'une tige de *Glaucium flavum* Crantz. Les coupes sont échelonnées de bas en haut depuis l'insertion de la feuille F_{n-4} (*fig.* 1) jusqu'à celle de la feuille F_{n-1} (*fig.* 5).

Fig. 6 et 7. — La figure 7 représente la même coupe que la figure 3. Par comparaison avec une région plus âgée de la même tige (*fig.* 6), on peut prévoir, à ce niveau, la différenciation ultérieure de nouveaux cordons procambiaux et même préciser leur destination. (*Cf.* le texte). Les chiffres qui accompagnent les cordons procambiaux indiquent à quelles feuilles ils sont destinés.

Dans les ébauches foliaires (*voir* F_{n-3}, *fig.* 5, par exemple), entre le parenchyme dorsal et le parenchyme ventral, le prodesmogène se retrouve sous la forme d'une lame incurvée (prd.) au sein de laquelle un cordon procambial est déjà différencié (prc.).

Dans la tige, le prodesmogène n'est complètement individualisé qu'au-dessous de l'insertion des trois dernières ébauches foliaires (*fig.* 2). Le manchon prodesmogénique caulinaire est le prolongement des lames prodesmogéniques sus-jacentes. D'autre part, au niveau de l'insertion d'une ébauche (F_{n-1}, *fig.* 4 et 5), l'anneau initial (a. i.) est localement interrompu par une fenêtre foliaire parenchymateuse (f. f.) et la lame prodesmogénique de l'ébauche, s'encastrant dans cette fenêtre (*fig.* 3 et 4), se raccorde étroitement à l'anneau initial : il y

a donc, à ce niveau, continuité parfaite entre le prodesmogène et l'anneau initial.

Dans la tige, comme dans les ébauches foliaires, le prodesmogène s'individualise par la parenchymatisation des territoires adjacents : le prodesmogène est donc incontestablement dérivé de l'anneau initial avec lequel il reste toujours en continuité.

Le prodesmogène ne présente pas de caractères cytologiques remarquables : sa nature méristématique se reconnaît à la petite taille de ses cellules ainsi qu'à leur contenu dense et faiblement vacuolisé; mais, à la différence du procambium, ni la forme, ni la disposition des cellules ne sont vraiment caractéristiques. En somme, le prodesmogène est surtout défini par contraste avec les parenchymes adjacents.

Le prodesmogène assure la différenciation ultérieure des cordons procambiaux desservant les feuilles nouvelles, cordons qui traversent un grand nombre d'entre-nœuds. Considérons, en effet, une région relativement âgée de la tige (*fig.* 6) : dans le secteur compris entre les faisceaux médians des feuilles F_{n-12} et F_{n-13}, se situent sept faisceaux desservant les feuilles F_{n-13}, F_{n-12}, F_{n-10}, F_{n-8}; considérons maintenant, au voisinage du sommet de la tige, un secteur homologue du précédent, c'est-à-dire limité par les cordons médians de deux feuilles successives F_{n-2} et F_{n-1} (*fig.* 3 et 7). Entre les deux cordons qui définissent ce secteur, un seul cordon est actuellement différencié (*fig.* 3) à destination de F_{n-2}. Par homologie avec la région plus âgée, nous pouvons prévoir, dans ce secteur, la différenciation ultérieure de six cordons procambiaux (*fig.* 7) qui desserviront les feuilles F_{n-1}, F_{n+1} et F_{n+3} (ces deux dernières feuilles ne sont pas encore actuellement formées).

D'autre part, les portions de prodesmogène qui n'évoluent pas en cordons procambiaux se parenchymatisent et forment les rayons médullaires; mais l'activité mitotique renaît ultérieurement dans ces rayons médullaires et des cloisonnements tangentiels répétés organisent un cambium interfasciculaire, qui se raccorde au cambium intrafasciculaire beaucoup plus précocement formé. Ainsi le prodesmogène se trouve-t-il à l'origine de tous les tissus conducteurs de la tige feuillée.

Il est certain, d'après cette étude, que le prodesmogène ne saurait être considéré comme un histogène indépendant, préexistant à la formation des ébauches foliaires et susceptible, de ce fait, d'être individualisé dans l'apex lui-même. C'est, je pense, la crainte d'une confusion de cette sorte qui a rendu certains auteurs (Ball, Esau) si réticents pour admettre l'existence du prodesmogène dans les plantes qu'ils ont examinées.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur une Rubiacée d'Afrique Équatoriale Française : le* Leptactina densiflora *Hook. f.* Note (*) de M. **René Raymond Paris** et M[lle] **Jacqueline Caiment-Le Blond**, présentée par M. René Souèges.

Des feuilles du *Leptactina densiflora* a été séparé un alcaloïde cristallisé de F 195-196° donnant les réactions colorées des dérivés indoliques et possédant un groupement méthoxyle. Pour cette substance est proposée la formule $C_{13}H_{16}N_2O$ et le nom de *leptaflorine*.

Le *Leptactina densiflora* est un arbrisseau d'Afrique tropicale; par l'intermédiaire de M. Bégué, nous avons reçu des échantillons de feuilles de cet arbuste. Les essais préliminaires ayant montré l'existence d'alcaloïdes dans cette drogue, nous avons tenté l'extraction de ces substances. Après quelques tâtonnements, le procédé suivant a été adopté : les feuilles, réduites en poudre grossière et dégraissées à l'éther de pétrole dans un appareil de Soxhlet, sont traitées en milieu ammoniacal par de l'éther. Les liqueurs éthérées sont agitées à plusieurs reprises avec de l'acide chlorhydrique à 5 %; les solutions acides sont alcalinisées par l'ammoniaque puis épuisées par l'éther. Après déshydratation sur le sulfate de sodium anhydre et concentration sous pression réduite, on obtient les alcaloïdes bruts sous forme d'écailles jaunâtres (rendement 0,50 %) à odeur aminée, s'altérant assez rapidement à l'air en prenant une teinte rougeâtre et un aspect résineux; de ce fait la purification est délicate. Celle-ci peut s'effectuer par cristallisation dans différents solvants, notamment dans l'acétone, ou encore par chromatographie sur colonne, en utilisant comme adsorbant l'alumine ou mieux la cellulose, le meilleur éluant étant le benzène pur ou additionné de petites quantités d'éther. Par concentration ménagée des solvants, sont obtenues des houppes cristallines de F 195-196° (bloc Maquenne). La sublimation sous pression de 0,01 mm de mercure donne des aiguilles blanches, brillantes de même point de fusion. Cet alcaloïde insoluble dans l'eau et l'éther de pétrole, peu soluble dans l'éther, l'est davantage dans le benzène, l'acétate d'éthyle et le méthanol. En milieu alcoolique ont pu être isolés à l'état cristallisé un picrate en prismes rouge vif (F 260°) et un oxalate F 217-218°. Le spectre d'absorption dans l'ultraviolet, déterminé sur une solution alcoolique à 1.10^{-5}, présente un premier maximum à 2 200 Å, un minimum à 2 780 Å et un deuxième maximum à 2 940 Å. Le spectre infrarouge effectué avec une suspension dans le nujol montre notamment une bande vers 3 μ (groupement NH) et une autre vers 12,4 μ (benzène trisubstitué). Soumis à l'analyse chromatographique sur papier (Durieux n° 122), avec comme phase solvante le

(*) Séance du 4 juillet 1955.

mélange éther de pétrole (É 80°), alcool isoamylique, acide acétique, eau 3-9-9-9 (en volume) et comme révélateur le réactif de Draggendorff-Munier, cette substance fournit une tache orangé de R_f 0,59. L'analyse élémentaire donne les résultats suivants (en %) : C 71,53 ; H 7,35 ; N 12,78 ; la teneur en méthoxyle est de 14,599 ; nous proposons la formule $C_{13}H_{16}N_2O$ correspondant (en %) à C 71,22 ; H 7,40 ; N 12,96 ; OCH_3 14,35. Cet alcaloïde présente les réactions colorées des dérivés indoliques : teinte rouge vif à froid avec le paradiméthylaminobenzaldéhyde en solution sulfurique, coloration pourpre avec le réactif phosphovanillique. De plus, les cristaux se colorent en bleu-vert avec le réactif sulfovanadique et en jaune vif avec le nitrite de sodium en milieu chlorhydrique. D'après toutes ces propriétés il s'agirait d'un dérivé de l'harmane. Le R_f est très voisin de celui de l'harmine, mais le point de fusion et les spectres ultraviolet et infrarouge sont différents ; il n'est pas identique non plus à la leptactinine isolée par l'un de nous en 1945 des racines de *Leptactina senegambica* [1] dont nous rappelons ici les caractéristiques : F 264-266° ; R_f 0,52 ; picrate F 258° ; oxalate F 116°. Pour cet alcaloïde, qui, à notre connaissance, n'a jamais été mentionné, est proposé le nom de *leptaflorine*. Jusqu'ici des dérivés de l'harmane ont été caractérisés chez les Rutacées, les Malpighiacées, les Ébénacées, les Éléagnacées et les Acanthacées ; chez les Rubiacées, l'harmane n'aurait été signalé que chez l'*Arariba rubra*.

PHYSIOLOGIE. — *Physiologie de la vibration des cordes vocales.*

Note de M. **Raoul Husson**, présentée par M. André Mayer.

De récentes recherches expérimentales, effectuées *in vivo* sur l'Homme et sur le Chien, ont montré que, pendant la phonation, les cordes vocales reçoivent des influx nerveux rythmiques auxquels les unités motrices musculaires répondent coup par coup dans la limite permise par leur période réfractaire. Le rythme de ces influx règle à chaque instant la fréquence de la voix, parlée et chantée.

Une étude, commencée en 1950 et portant sur la physiologie de la vibration des cordes vocales, a comporté trois phases : 1° L'étude des potentiels d'action du nerf récurrent, nerf moteur des cordes vocales. 2° L'électromyographie des cordes vocales. 3° La stimulation électrique directe du nerf récurrent avec observation stroboscopique de la réponse des cordes vocales.

I. *Potentiels d'action du nerf récurrent pendant la phonation.* — Les potentiels d'action déterminant la phonation ont été recueillis sur l'Homme et *in vivo*, au cours d'opérations de laryngectomie totale, par André Moulonguet [1] à l'Hôpital Boucicaut à Paris. Des électrodes réceptrices furent placées sur le

(1) R. Paris et A. Bouquet, *Ann. pharm. franç.*, 4, 1946, p. 233.

nerf récurrent des sujets pendant que ceux-ci, n'ayant subi qu'une anesthésie locale, émettaient à la demande de l'opérateur des sons captés par un microphone.

Les enregistrements obtenus le 3 juin 1953, et photographiés, montrent que *les vibrations de la voix sont à chaque instant homorythmiques avec les influx du nerf récurrent*. Aucun effet microphonique ni aucun arc réflexe d'origine myotatique ne saurait être invoqué pour expliquer cette homorythmicité, car les potentiels d'action récurrentiels *précèdent* en général les vibrations vocales de 8 à 10 centièmes de seconde.

2. *Électromyographie des cordes vocales.* — L'étude de la réponse des cordes vocales aux influx récurrentiels, par voie électromyographique, a été réalisée à l'hôpital Bellan à Paris, sur l'Homme et *in vivo*, à la demande de Georges Portmann, sur des sujets ayant subi, soit des exérèses de base de langue par voie translaryngée sus-glotique, soit des hémilaryngectomies. Ces sujets présentaient des cordes vocales visibles et directement accessibles, dans lesquelles une électrode double coaxiale (dite de Bronk) fut enfoncée en différents points. Les 2 juin et 15 décembre 1954, furent obtenus des myogrammes en dehors de toute activité phonatoire ([2]). Le 11 mai 1955, une circonstance exceptionnelle se présenta : le sujet, avec son seul larynx dépourvu de toute communication avec la cavité pharyngo-buccale, parvenait à émettre des petites gammes de six à sept tons; une myographie *en cours de phonation* fut alors réalisée (avec prise de film et enregistrement sonore) ([3]).

Des électromyogrammes recueillis, il ressort notamment ce qui suit : 1° La durée de contraction d'une unité motrice du thyro-aryténoïdien interne est un peu inférieure à 1 ms. 2° Pendant la phonation, *ces unités motrices se contractent synchroniquement et à la fréquence de la voix émise* (*aux fréquences réalisées*), *donc à la fréquence des influx qui leur parviennent du récurrent*. Aucun effet microphonique ne fut décelable en raison des précautions prises (électrodes coaxiales rigidement liées; amplificateur à entrées symétriques), ainsi qu'aucun effet de stimulation myotatique de la peau (en raison d'une cocaïnisation poussée de la muqueuse).

3. *Stimulation électrique directe du nerf récurrent.* — Elle fut réalisée, à fréquences variables (de 100 à 700), sur le Chien sous anesthésie générale au Laboratoire de Physiologie de la Sorbonne par Paul Laget ([4]), et donna lieu à

([1]) *Bull. Acad. Nat. Méd.*, 1953, p. 475; *Revue de Laryng. Portmann*, Supplementum de 1954, p. 110.

([2]) G. Portmann, R. Humbert, J.-L. Robin, P. Laget et R. Husson, *Soc. de Biologie*, 12 février 1955.

([3]) J.-L. Robin, R. Humbert, P. Laget et J. Vannier, *Soc. de Biologie*, 11 juin 1955.

([4]) P. Laget, *Journ. de Physiol.*, 45, 1953, p. 147; *Revue de Laryng. Portmann*, Supplementum de 1953, p. 132.

des expériences de démonstration. Aucun courant d'air ne traversait la glotte.

L'observation du larynx sous éclairage stroboscopique montra que : 1° Entre les fréquences 100 et 500, la corde vocale du côté stimulé *vibre à faible amplitude et à la fréquence de la stimulation;* l'amplitude est maximum entre 150 et 200; à partir de 300, elle est très petite, mais reparaît en augmentant l'intensité de la stimulation; 2° Au-dessus de 500, la vibration ne reparaît qu'avec des *stimulations excessivement faibles.*

Ces résultats montrent que l'amplitude de la réponse laryngée dépend de l'intervalle de temps qui sépare deux potentiels d'action moteurs consécutifs : elle est maxima lorsque chaque influx tombe sur la phase *supernormale* (de l'unité motrice) déclenchée par l'influx précédent. Ils montrent aussi que, au-dessus de 500 par seconde environ, une stimulation des fibres du nerf récurrent par alternance est encore possible : c'est un phénomène identique à celui observé en 1935 par Stevens et Davis sur les fibres du nerf auditif.

5. *Conclusions.* — Pour des fréquences inférieures à 500, toutes les unités motrices du thyro-aryténoïdien interne peuvent être stimulées simultanément et coup par coup ([5]) : ce sont les conditions d'émission de la voix dite *de poitrine.* L'existence d'une pression sous-glottique suffisante fait naître un débit rythmé à travers la glotte, donc un son, et amplifie la vibration de la corde vocale.

Pour des fréquences comprises entre 500 et 1000, les unités motrices du thyro-aryténoïdien interne ne peuvent plus répondre qu'une fois sur deux, et chaque fibre du nerf récurrent doit alors travailler alternativement : ce sont les conditions de formation de la voix dite *de fausset* (pour l'Homme) et de la voix dite *de tête* (pour la Femme). Une stimulation une fois sur trois des mêmes unités motrices semble exister chez certains sopranos qui dépassent 1 200/s, et une stimulation une fois sur quatre semble se réaliser chez un sujet (Mme Mado Robin) qui dépasse 1 700 et atteint 2 200 ([6]).

PHYSIOLOGIE. — *Sur les variations des teneurs en sodium, potassium et magnésium plasmatiques sous l'effet de l'insuline.* Note de M. **Richard Valencia**, présentée par M. Jacques Duclaux.

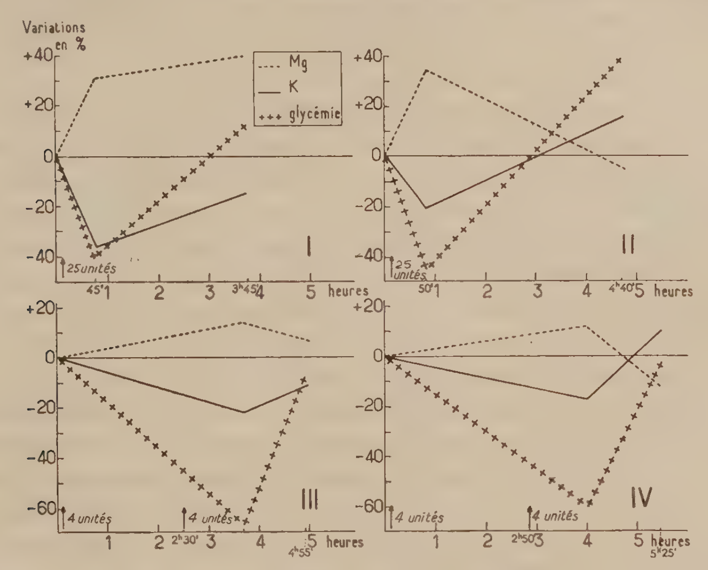
La diminution de la teneur en K provoquée par l'insuline est confirmée et une augmentation de la teneur en Mg mise en évidence. On constate, quelques heures après le choc, le retour à la normale du K, du Mg et de la glycémie. Les variations des teneurs en Na, minimes en pourcentage, reproduisent avec celles du K le même type de modifications que l'on obtient avec les hormones cortico-surrénales.

([5]) R. Husson, *Thèse Fac. Sc. Paris*, 17 juin 1950; *Revue Scient.*, éditeur, 1951, p. 55 et suiv.; *Ann. d'Oto-Laryngologie*, 69, 1952, p. 125 et suiv.

([6]) R. Husson, *J. Physiol.*, 43, 1951, p. 757; *Folia Phoniatrica*, III, 1951, p. 240; *Ann. d'Oto-Laryngologie*, 69, 1952, p. 125 et suiv.; *J. Physiol.*, 46, 1954, p. 386.

Au cours des recherches sur le mouvement des ions minéraux déterminé par l'insuline nous avons examiné les variations de la glycémie ([1]), du Na ([2]), K ([3]), Mg ([4]), Ca ([5]) dans le sang et dans le plasma et ce sont les résultats de cette étude que nous rapportons ici. Nos déterminations ont été faites chez l'Homme et chez le Lapin avant l'injection de l'insuline, au moment du choc et dès la disparition de ses effets.

Chez l'Homme, l'insuline a été injectée par voie intraveineuse à la dose de 25 unités; une prise de sang a été faite 45 mn après l'injection au moment où les signes du choc étaient les plus marqués (torpeur, faiblesse



Pourcentage des variations des teneurs en K, Mg et glucose du plasma après injection d'insuline. I et II : chez l'Homme; III et IV : chez le Lapin. Les valeurs de référence pour les graphiques I, II, III et IV sont respectivement : K = 16,9; 16,2; 17,6 et 16,8 mg% : Mg = 1,65; 1,38; 1,82 et 1,82 mg%; glycémie = 1,00; 0,96; 1,28 et 1,06 g%.

musculaire prononcée, transpiration et faim intense). Une dernière prise de sang a été faite 3 à 5 h plus tard, le sujet ayant mangé et dormi. Nous avons effectué trois expériences de ce type sur le même sujet à un et trois mois d'intervalle ([6]); elles nous ont fourni des résultats tout à fait analogues et nous ne rapportons ici que ceux de deux d'entre elles. Les teneurs en Ca du plasma ne montrent pas de modifications sensibles, celles du Na

---

([1]) *Méthode de Somogyi* (*J. Biol. Chem.*, **160**, 1945, p. 61).
([2]) *Méthode de Kahane* (*Bull. Soc. Chim. Fr.*, **4**, 1930, p. 382).
([3]) *Méthode de Kramer et Tisdall* (*J. Biol. Chem.*, **46**, 1921, p. 339).
([4]) *Méthode de Becka* (*Biochem. Z.*, **233**, 1931, p. 118).
([5]) *Méthode de Sendroy* (*J. Biol. Chem.*, **144**, 1942, p. 243).
([6]) R. Valencia, *Thèse Méd.*, Paris, 1954.

n'augmentent au moment du choc que de quantités très faibles (2 à 3 %) mais que nous croyons cependant pouvoir retenir puisque toujours de même sens. Les variations de la glycémie, du K et du Mg sont exprimées dans les graphiques I et II, calculées en pourcentage sur leurs valeurs de départ. On voit que le K baisse au moment du choc puis remonte à sa valeur primitive et que le Mg présente une variation exactement inverse et du même ordre de grandeur.

Nous avons trouvé chez deux lapins recevant 2 unités par kilogramme d'insuline sous-cutanée en deux fois à 2 ou 3 h d'intervalle des résultats superposables pour les variations du K et du Mg ainsi que le montrent les graphiques III et IV. Leur retour à la normale semble plus ou moins concomitant de celui de la glycémie.

Nous confirmons donc la baisse du K après injection d'insuline et nous mettons en évidence l'augmentation de la teneur en Mg, ce qui n'avait pas encore été signalé. Ces modifications ioniques sont sans doute responsables de la somnolence et de l'asthénie constatées; d'autres auteurs, à propos de résultats physiologiques différents, ont fait le même rapprochement ([7]), ([8]), ([9]). Nous remarquerons que l'évolution opposée mais sensiblement symétrique des teneurs en K et en Mg laisse supposer une liaison entre les causes qui les déterminent.

Une compensation entre les cations minéraux du plasma et des globules rouges est possible car des dosages effectués dans le sang total chez quatre lapins témoins et chez quatre lapins ayant reçu de l'insuline dans les conditions précédentes ne nous révèlent aucune variation des teneurs; mais les valeurs beaucoup plus fortes en K et en Mg des hématies suffisent à masquer les variations du plasma et partant, la constance dans le sang total n'est pas démonstrative d'une compensation.

Les variations du Na et du K que nous trouvons au moment du choc insulinique sont tout à fait analogues à celles que provoquent les hormones cortico-surrénales. Comme d'autre part il semble bien établi que l'hypoglycémie produite par l'insuline déclenche d'une façon précoce l'entrée en action des facteurs de la régulation glycémique ([10]) parmi lesquels les hormones de la surrénale jouent un rôle important, on est en droit de se demander si les variations ioniques que nous constatons ne traduiraient pas la mise en jeu des systèmes antagonistes de l'insuline; si cette hypothèse est exacte, le Mg devrait présenter des variations similaires sous l'effet des hormones surrénaliennes.

([7]) Cicardo et Fontana, *C. R. Soc. Biol.*, 5/6, 1951, p. 434.

([8]) Houssay, *Riv. Biol. Ital.*, **31**, 1949, p. 410.

([9]) S. G. Smith, *Arch. Biochem.*, **20**, 1949, p. 473; *Amer. J. Physiol.*, **164**, 1951, p. 702.

([10]) Somogyi, *J. Biol. Chem.*, **179**, 1949, p. 217; *Endocrinology*, **47**, 1950, p. 436.

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Effets sur l'électrocorticogramme du Lapin de stimulations sensitives thermique et nociceptive.* Note de MM. **Jean Scherrer, Robert Marty, Bernard Pertuiset, François Lhermitte** et **François Contamin**, transmise par M. Léon Binet.

Une stimulation portée au niveau des téguments du Lapin, sous forme de chaleur radiante détermine une modification de l'ensemble du tracé électrocoticorgraphique. Celle-ci consiste en une diminution d'amplitude des ondes cérébrales, concomitante d'une modification de leur rythme, qui généralement s'accélère. Cette transformation du tracé apparaît en l'absence de potentiel évoqué cortical somesthésique.

Les données expérimentales qui font l'objet de la présente Note ont été obtenues sur le Lapin adulte. La mise à nu du cortex et une canulation trachéale ayant été effectuées sous anesthésie locale à la procaïne, l'administration de *d*-tubo-curarine permet l'immobilisation de l'animal pour la durée de l'expérience. Les stimulations thermique et algique sont réalisées par la réception, sur une surface qu'il est possible de faire varier entre 3 et 200 cm², d'un flux constant de radiations caloriques. Cette stimulation, d'après ce qu'on peut constater chez l'Homme dans les mêmes conditions, est thermique lorsque la surface sur laquelle se trouve concentrée l'énergie radiante reste relativement étendue; si elle est réduite (égale ou inférieure à 50 cm² environ), à la perception thermique initiale fait suite une impression de brûlure, c'est-à-dire une sensation à la fois thermique et douloureuse. Ainsi lorsque le flux calorique est concentré sur une surface de 3 cm² au niveau des téguments du front, une irradiation de 0,1 s suffit pour déterminer une perception de chaleur; au terme d'une irradiation de l'ordre de 1 s, une sensation de brûlure apparaît. L'application chez l'animal de la stimulation calorique a été le plus souvent réalisée en effectuant des stimulations rapidement algogènes sur les téguments des pattes et du flanc, préalablement épilés ou rasés.

L'effet sur l'électrocorticogramme (ECG) de la stimulation thermo-algique consiste en une modification du tracé manifeste sur les deux hémisphères cérébraux. Cette modification concerne à la fois le rythme, qui en règle générale s'accélère, et l'amplitude, qui diminue. Selon les cas et les aires corticales se trouve réalisé soit un ECG irrégulier, de très bas voltage et de fréquence élevée, allant de 20 à 30 c/s, soit un tracé plus ample, assez régulier aux environs de 6 à 8 c/s, lui-même surchargé ou non d'un rythme plus rapide de faible amplitude. Ces deux types d'activité bioélectrique du cortex peuvent aussi être obtenus, sur notre préparation, par des stimulations prolongées, tactiles ou sensorielles. Il s'agit donc, selon toute vraisemblance dans les deux cas, d'une réaction

analogue, qu'on peut homologuer à celle d'éveil (*arousal*) de Magoun obtenue sur le Chat et le Singe. Elle correspond par conséquent, dans une certaine mesure, à la réaction d'arrêt décrite par Berger chez l'Homme.

On peut faire varier la latence de la modification électrocorticale dans d'assez larges limites (*fig.* 1). L'intervalle minimum entre le début de l'irradiation calorique et la modification de l'ECG est obtenu lorsque le flux calorique se trouve concentré sur la surface la plus réduite possible, qui est de 3 cm²: la latence peut s'abaisser alors jusqu'à 1 s. Si la concen-

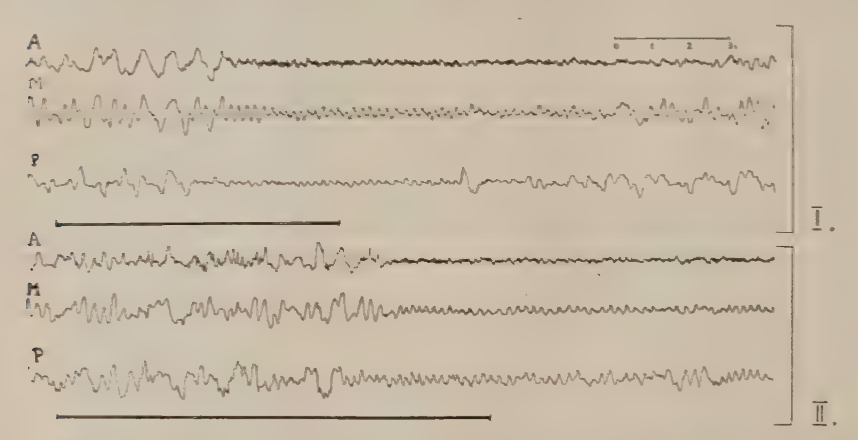


Fig. 1. — Effets de stimulations thermo-algiques sur l'E C G du Lapin curarisé. Tracé 1 : Irradiation du flanc droit sur une aire de 3 cm². Tracé 2 : Irradiation de la même région avec un flux calorique identique sur une aire de 60 cm². Dérivations : (Cortex gauche) A, aire précentrale; M, aire pariétale; P, aire occipitale. En double trait : la durée d'irradiation; en trait simple : base de temps.

tration du flux calorique est moindre, la surface irradiée devenant plus étendue, la latence augmente. Elle est de 4 à 20 s pour une surface d'irradiation de 50 à 100 cm². S'il est permis de transposer de l'Homme à l'animal, on pourrait admettre que l'effet électrocortical n'apparaît que pour une sensation de chaleur intense ou de brûlure. C'est surtout lors de ces réponses à latence élevée qu'un certain décalage temporel dans l'apparition de l'effet électrocortical peut s'observer entre les diverses dérivations hémisphériques (*fig.* 1).

Dans nos conditions de stimulation thermo-algique, il n'a pas été possible de déceler, à côté de la réaction électro-corticale globale décrite, de réponse focale : autrement dit nous n'avons pas pu enregistrer de potentiel évoqué du type de ceux déterminés par une stimulation tactile au niveau de la zone somesthésique.

Un certain nombre de stimulations thermo-algiques ont été effectuées sur l'extrémité de la patte antérieure, dont la circulation avait été arrêtée par un garrot artériel proximal. Il apparaît que l'effet électrocortical

décrit peut encore être obtenu au-delà de la 30e minute d'ischémie, cependant que les réponses corticales à la stimulation tactile disparaissent dans les mêmes conditions entre la 20e et la 25e minutes. Cette dernière constatation incite à penser que la transmission de l'excitation thermo-algique pourrait se faire, du moins en partie, par l'intermédiaire de fibres résistantes aux effets de l'ischémie par garrot, c'est-à-dire des fibres C. Cette hypothèse est étayée par les résultats de la stimulation électrique du nerf, faite dans les mêmes conditions.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Contribution à l'étude des cycles provoqués par une seule stimulation.* Note (*) de Mme **Catherine Popov**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Il semble actuellement que l'écorce cérébrale soit spécialement adaptée à répondre aux stimulations répétées régulièrement. Rappelons qu'une stimulation unique du nerf optique du Lapin par décharge d'un condensateur peut provoquer dans l'écorce cérébrale plusieurs ondes d'excitation successives (1). On peut rapprocher ce résultat de ceux obtenus par certains auteurs concernant les impressions tactiles consécutives (2). Ces résultats et d'autres encore confirment qu'une excitation unique peut provoquer une série de sensations qui se répètent plusieurs fois par minute.

Les images consécutives apparaissant à la suite des stimulations lumineuses, surviennent également au rythme de plusieurs fois par minute. Nous avons prouvé, par le conditionnement de ces images consécutives, que celles-ci peuvent prendre naissance dans l'écorce cérébrale (3).

Si nous considérons que le mode de formation des images est inhérent au fonctionnement de l'écorce cérébrale, nous pouvons dire que chaque excitation qui s'ajoute à l'activité corticale déjà existante, ne se limite pas à son action propre instantanée, mais qu'après un certain laps de temps, des modifications se produisent de telle sorte qu'une seconde excitation apparaisse spontanément, sans stimulation supplémentaire. De la même façon peuvent apparaître une 3e excitation, puis une 4e, une 5e, etc.

A l'appui de cette assertion, nous rapporterons la série d'expériences corticographiques que nous avons récemment pratiquées sur l'aire striée du Lapin. Le stimulus était une stimulation lumineuse en créneaux pouvant être considérée comme une stimulation unique. Ce choix nous permettait de retrouver faci-

(*) Séance du 4 juillet 1955.

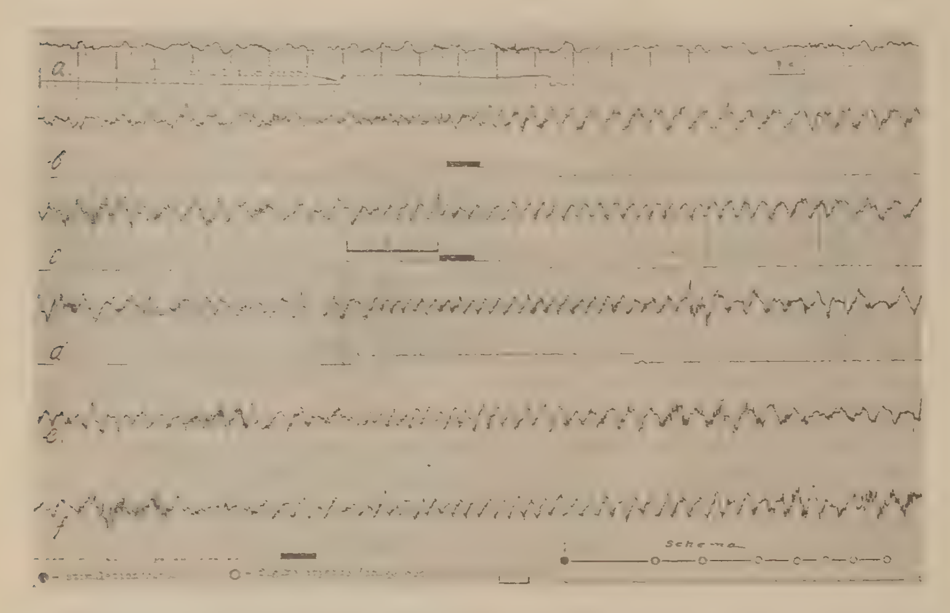
(1) H. Barthley et G. Bishop, *Amer. Journ. of Physiol.*, 103, 1933, p. 159.

(2) Belkov, Bralitin et Boutomo, *Trav. Acad. Sc.*, Série biol., no 1947, p. 279.

(3) N. A. Popov et Mme C. Popov, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 930; 237, 1953, p. 1439; 238, 1954, p. 1912; 238, 1954, p. 2026; 238, 1954, p. 2118.

lement dans le temps qui suivait cette stimulation, la réapparition régulière des modifications du tracé sous forme de groupes d'ondes spécifiques, à raison de plusieurs fois par minute, confirmant ainsi les résultats obtenus au cours de nos expériences sur l'Homme.

Il faut donc admettre que chaque excitation corticale peut se répéter spontanément. Nos observations sur le Lapin étant pratiquement semblables à celles faites chez l'Homme, dans le conditionnement son-lumière, nous pouvons donc nous demander s'il ne s'agit pas là d'une loi générale.



Tracés corticographiques pris sur l'aire pariétale du Lapin. *a*. — Le son est devenu inactif à la suite des répétitions. *b*. — Stimulation combinée : son-stimulation électrique donnée peu après; on voit nettement une série d'ondes régulières à la suite du stimulus électrique. *c*. — Septième stimulation combinée, apparition du foyer d'excitation supplémentaire : F. *d*. — Le conditionnement est formé; le son provoque lors de son action le même phénomène — ondes fréquentes et régulières — que lors de la stimulation électrique. *e-f*. — Tracé présentant les mêmes figures caractéristiques que celles observées lors de l'action du son seul, apparaissant régulièrement sans aucune stimulation nouvelle.

Nous avons également remarqué sur le Lapin des faits similaires lors de l'élaboration du conditionnement corticographique défensif au son. En élaborant ce conditionnement, nous avons observé que le stimulus conditionné — son donné seul — provoquait l'apparition dans l'aire pariétale (centre de défense) d'ondes fréquentes et régulières, caractéristiques des réponses à la stimulation électrique, ce qui signifie que le conditionnement était formé.

Tout de suite après, nous observions que le son conditionné ne se limitait pas à provoquer au moment de son action, un groupe d'ondes fréquentes et régulières. Après un certain intervalle de temps, en effet, apparaissait *sans*

aucune stimulation supplémentaire, le même groupe d'ondes que lors de l'action du son isolé et ce groupe d'ondes réapparaissait 6 à 8 fois environ (figure).

Cette série d'apparitions successives de groupes d'ondes constitue une « action prolongée » semblable à celle que nous avons observée sur l'Homme au cours du conditionnement EEG son-lumière.

Nous avons retrouvé également après des stimulations combinées (son-stimulation électrique), une action prolongée qui présente les mêmes caractères que celle observée dans le conditionnement EEG-son-lumière chez l'Homme. Dans ce cas-là, la stimulation combinée doit être considérée comme stimulation unique.

Ces expériences sur l'Homme et sur l'animal montrent bien qu'une stimulation unique provoque fréquemment des réponses multiples successives, exprimées dans nos expériences sur l'animal par des modifications du tracé caractéristique d'une excitation corticale. On ne peut mettre en doute que ces réponses multiples peuvent participer à la construction des cycles complexes, comme nous l'avons observé clairement dans les expériences sur l'Homme.

ENDOCRINOLOGIE. — *Évolution testiculaire du Canard domestique maintenu à l'obscurité totale pendant une longue durée*. Note (*) de MM. **Jacques Benoit**, **Ivan Assenmacher** et **Émile Brard**, présentée par M. Robert Courrier.

Placés à l'obscurité totale pendant plus de deux ans et demi, des Canards mâles Pékin impubère acquirent une activité testiculaire importante, qui varia selon des cycles dont la période et l'amplitude diminuèrent progressivement. La période de 12 mois et l'amplitude des cycles testiculaires des sujets vivant dans la nature sont réellement dues aux variations annuelles de l'éclairement solaire.

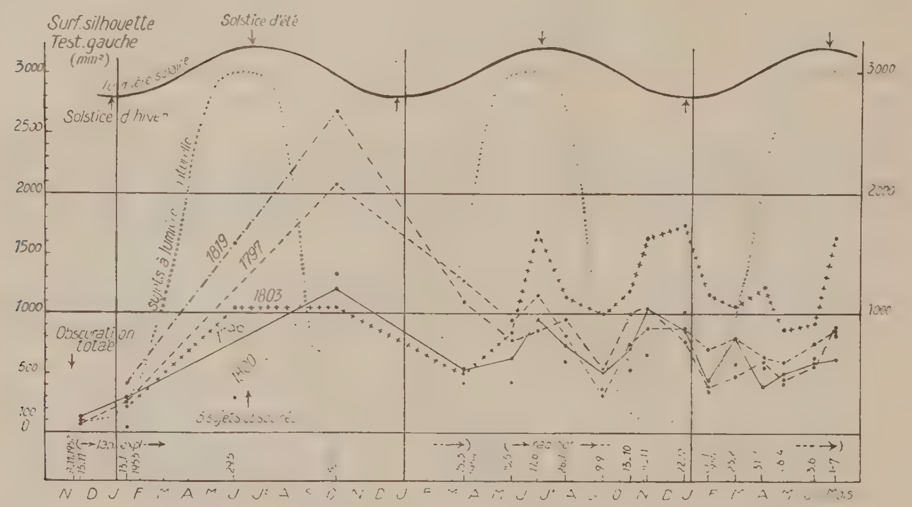
La périodicité annuelle régulière du cycle testiculaire des Oiseaux semble résulter de l'influence de la lumière solaire sur le complexe hypothalamo-hypophysaire et des variations annuelles régulières de cette lumière. Le cycle testiculaire passe tous les 12 mois par un maximum qui, sans coïncider avec celui, de l'éclairement diurne, dépend cependant du cycle annuel de l'éclairement. Que deviendrait le cycle sexuel de sujets que l'on soustrairait totalement à l'action de la lumière ?

Des Canards Pékin impubères, âgés de 4 mois et de 4 mois et demi, furent placés dans une pièce complètement obscure, le 8 novembre 1952. Une faible lumière bleue (inactive sur la croissance testiculaire) était parfois allumée, pendant quelques minutes, à l'occasion de leur alimentation ou de soins divers. Les dimensions du testicule gauche furent établies périodiquement par laparatomie exploratrice ou par radiographie [1], inter-

(*) Séance du 4 juillet 1955.

[1] I. Assenmacher, C. Gros, J. Benoit et F. X. Walter, *C. R. Soc. Biol.*, **144**, 1950,

ventions qui permirent de dessiner la silhouette de la gonade et d'en planimétrer la surface. Pendant les manipulations opératoires, la tête des sujets était enveloppée d'une étoffe opaque à la lumière. Les courbes ci-dessous représentent les variations de la surface apparente du testicule gauche déterminées chez cinq sujets.



Courbes de l'évolution testiculaire (représentée par les variations de la surface de la silhouette du testicule gauche) de cinq canards placés, à l'âge de 4 mois et de 4 mois et demi, à l'obscurité complète, pendant 32 mois. Par rapport à des sujets vivant dans un parc extérieur, à la lumière naturelle, les sujets obscurés présentent des cycles testiculaires de plus en plus courts et d'amplitude progressivement décroissante, sans que jamais le maximum ni le minimum de développement testiculaire soient atteints. Le 1er juillet 1955, les valeurs établies des surfaces testiculaires devaient approximativement correspondre à des poids des deux testicules compris entre 12 et 55 g. Malgré l'obscurité prolongée, les animaux sont restés en bonne santé.

Ce graphique révèle plusieurs faits intéressants :

1° Les sujets ont atteint la *pleine maturité sexuelle en l'absence de lumière*. Sans doute avaient-ils déjà, au début de l'expérience, subi l'effet stimulant de la lumière naturelle. D'autres sujets, obscurés dès l'âge de 18 jours, acquirent cependant aussi, en un an, des dimensions testiculaires parfois considérables, ce qui prouve que, même dans le cas d'obscuration très précoce, la croissance testiculaire peut s'effectuer et atteindre un degré élevé.

2° La maturation testiculaire qui se produit à l'obscurité s'accomplit *plus lentement* que celle de sujets témoins, placés dans un parc extérieur à la lumière naturelle.

---

p. 1107. L'image radiographique, ombre portée de la silhouette testiculaire, est légèrement plus grande que cette dernière. Une correction permet d'obtenir la surface vraie de la silhouette.

3° Après avoir atteint un certain maximum, les dimensions testiculaires régressent, pour croître ensuite de nouveau. Elles varient ainsi selon plusieurs *cycles successifs, de période de plus en plus courte et d'amplitude progressivement décroissante*, sans que jamais les gonades reviennent au repos complet ni reprennent un volume maximum.

4° Les cycles évolutifs testiculaires ont perdu tout synchronisme avec les saisons. Mais ils restent dans l'ensemble, à quelques variations près, synchrones entre eux : un facteur psychique (facteur de groupe) intervient-il ici du fait que les sujets vivent ensemble ? Tout en retenant cette possibilité, il nous semble que d'autres facteurs, internes, que nous ne pouvons discuter ici, peuvent également intervenir.

La présente expérience est poursuivie et complétée. Son étude détaillée permettra de préciser les rôles respectifs du facteur externe lumière et de divers facteurs internes de l'activité génitale. Elle autorise, dès maintenant, à conclure que l'amplitude considérable et la périodicité normale (12 mois) des variations au cours de l'année du volume des testicules du Canard Pékin vivant dans la nature sont réellement dues aux variations de la lumière solaire et à leur rythme de 12 mois, et non pas à un rythme interne, autonome, de même durée.

NUTRITION. — *Influence du tourteau d'arachide délipidé par extraction sur la fécondité de la femelle du Rat.* Note (*) de M. **Raymond Ferrando**, Mlle **Françoise Jacques**, Mme **Henriette Mabboux** et M. **Georges Prieur**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Ajouté à un régime de base délipidé du tourteau d'arachide obtenu par extraction aux solvants ralentit légèrement la croissance de la femelle du Rat et entraîne sa stérilité. Certains facteurs de nature lipidique peuvent donc manquer dans les tourteaux d'extraction.

Dans la Note précédente nous avons indiqué l'influence du tourteau d'arachide délipidé sur la fécondité du Rat. Nous avons donc, dans les mêmes conditions expérimentales examiné cette influence sur la femelle du Rat.

La durée de l'expérience est, comme dans le cas précédent, de 344 jours. Les femelles constituant les trois groupes expérimentaux sont accouplées à trois reprises. En fin d'expérience leur cycle œstral est étudié par examen des frottis vaginaux après coloration par la méthode de Lichtwitz et Thiery [1].

(*) Séance du 4 juillet 1955.

[1] A. Lichtwitz, G. Thiery, M. Fitoussi et M. Delaville, *Presse Médicale*, n° **27**, 1949, p. 370-371.

Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus.

N° des groupes	I.	II.	III.
Nombre de sujets	5	5	5
Supplément au régime de base (%)	0	8,7 (tourteau d'extraction)	8,6 (tourteau de pression)
Taux des lipides du régime de base (%) (± 20 %)	0,15	0,50	1,45
Poids au début de l'expérience (g)	85,4	87,4	89
Gain de poids à 57 jours (g)	53	58,2	66,6
» 127 »	71,4	71,2	81
» 344 »	112,2	100	111
Nombre de portées obtenues en 344 jours	0	0	7 { ♀ 1 et ♀ 2 = 2 ; ♀ 3, 4 et 5 = 1 }
Sujets par portée et pourcentage de mortalité	0	0	5,9 (68 %)
Œstrus (examen frottis vaginal)	nul	nul	normal

Comme dans le cas des mâles les réserves hépatiques de vitamine A sont normales. Il faut toutefois noter qu'elles ont environ une valeur double chez les femelles fécondes. Les réserves de tocophérol ne furent pas déterminées mais étant donné l'apport de cet élément dans la ration la carence n'était pas à redouter.

Comme dans le cas des rats mâles nous pensons que l'infécondité des femelles est vraisemblablement déterminée par une carence partielle en acides gras insaturés. Un certain taux de ces acides empêchant l'apparition des accidents cutanés sans pouvoir s'opposer à la stérilité.

Les tourteaux délipidés par extraction ajoutés à raison de 8,7 % dans la ration de base ne peuvent faire disparaître cette stérilité. Ils ne semblent donc pas contenir tout ou partie des acides gras indispensables à une croissance normale et au bon fonctionnement de l'appareil génital femelle.

BIOLOGIE. — *Le déterminisme de la ponte chez les Lamellibranches* (Mytilus edulis *L.*). *Intervention des ganglions nerveux*. Note (*) de M. **Pierre Lubet**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'analyse expérimentale des facteurs provoquant la ponte et l'éjaculation chez *Chlamys varia* L. m'a permis de montrer [1] que l'émission des gamètes mûrs était sous la dépendance de stimuli externes de nature mécanique (brassage des animaux, excitation du manteau, traumatismes), thermique (brusque élévation de température) ou chimique (extraits de gamètes de la même espèce). J'ai obtenu récemment, chez *Mytilus edulis* L., des

(*) Séance du 27 juin 1955.

[1] P. Lubet, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 236.

résultats identiques en ce qui concerne l'action des stimuli mécaniques ou thermiques.

De très nombreuses expériences, effectuées depuis plusieurs années chez *Chlamys varia* L. et plus récemment chez *Mytilus edulis* L., m'ont permis de constater que des animaux peuvent être entièrement réfractaires à la stimulation de leur éjaculation ou de leur ponte, alors que leurs gamètes parfaitement mûrs donnent, par fécondation artificielle, des embryons tout à fait normaux. Par conséquent, la période de maturité gamétique n'est pas superposable à celle pendant laquelle ces mêmes animaux sont sensibles aux différents stimuli déclenchant l'émission des gamètes. Ainsi, en 1955, chez les *Mytilus edulis* L. prélevées à Eyrac (Bassin d'Arcachon), la période de maturité gamétique s'est étendue du 15 mars au 20 avril, mais les différents stimuli n'ont été efficaces qu'à partir du 28 mars (du 28 mars au 1er avril : de 1 à 9 % de pontes; du 1er au 5 : de 9 à 47 %; du 5 au 10 avril : de 47 à 98 %); la ponte spontanée des individus s'est échelonnée entre le 8 et le 25 avril. Tout se passe donc comme si la levée d'une inhibition interne rendait l'animal réceptif aux stimuli internes.

Des recherches cytologiques effectuées sur les animaux immatures, sur ceux en cours de gamétogénèse, sur les animaux mûrs inexcitables ou excitables, m'ont permis de constater que la période d'efficacité maximum des stimuli précités correspondait à la période d'évacuation du produit de neuro-sécrétion des cellules neuro-sécrétrices des ganglions cérébroïdes et viscéraux. J'ai observé, d'autre part, que l'évacuation, en général partielle, du neurosécrétat précède de peu la ponte ou l'éjaculation. Ces observations m'ont incité à effectuer, chez *Chlamys varia* L. et chez *Mytilus edulis* L., l'ablation des ganglions cérébroïdes ou viscéraux. Voici les premiers résultats obtenus chez *Mytilus edulis* L. femelle.

1° *Ablation des ganglions cérébroïdes.* — Les opérations sont échelonnées pendant la période de maturité gamétique et les lots d'individus opérés comparés à des élevages témoins. L'intervention constituant par elle-même un stimulus mécanique (ablation d'une fraction du manteau), j'ai enlevé, chez les témoins non décérébrés, la même fraction du manteau. La comparaison des dates de ponte est résumée dans le tableau ci-dessous.

Date des opérations.	Délai de la ponte chez les opérés.	Délai de la ponte chez les témoins.
16 mars 1955.....	2 à 5 jours	14 à 24 jours
22 » »	1 à 3 »	7 à 14 »
24 » »	1 à 2 »	5 à 11 »
26 » »	1 à 2 »	5 à 8 »
1 avril 1955.....	1 à 2 »	4 à 6 »
5 » »	quelques heures à 2 jours	1 à 5 »
10 » »	»	quelques heures à 3 jours

Par conséquent, l'ablation des ganglions cérébroïdes provoque chez les opérés une ponte plus précoce que chez les témoins.

2° *Ablation des ganglions viscéraux.* — Des expériences analogues ont porté sur l'ablation des ganglions viscéraux. Les résultats, en cours d'étude, sembleraient montrer, au contraire, que l'ablation des ganglions viscéraux, si elle ne bloque pas définitivement la ponte, la retarde assez considérablement. Ce retard pourrait tenir à plusieurs facteurs : isolement des récepteurs nerveux du manteau, absence d'un produit de sécrétion viscéral favorisant la ponte, ou prolongation de l'action inhibitrice des ganglions cérébroïdes.

Conclusions. — L'analyse des facteurs provoquant la ponte chez *Chlamys varia* L. et *Mytilus edulis* L. montre que l'émission des gamètes est facilitée par la levée d'une inhibition interne. La disparition du produit de neuro-sécrétion des ganglions cérébroïdes semble nécessaire pour que l'animal devienne réceptif aux stimuli extérieurs déclenchant l'émission des gamètes.

BIOLOGIE MARINE. — *Sur l'existence et les caractères généraux d'une faune interstitielle des sables coralliens tropicaux (île de Bimini, Bahamas).* Note de Mlle **Jeanne Renaud**, présentée par M. Louis Fage.

L'île de Bimini, située dans l'archipel des Bahamas au bord du Gulf Stream, est supportée par un socle rocheux calcaire sur lequel reposent des plages de dimensions réduites. La couche de sable est de faible épaisseur et contient très peu de matières organiques. Le sable strictement organogène est formé, pour la fraction grossière (59 %), de débris de lamellibranches et de gros foraminifères (Pénéroplidés); pour la fraction moyenne (38 %), de débris de corail et de petits foraminifères; pour la fraction fine (3 %), de débris de corail et de radioles d'oursins. La température de l'eau en surface a atteint pendant les mois de février et mars 1955 une moyenne de 24°, celle de l'eau interstitielle à 50 cm de profondeur une moyenne de 23°,2. La salinité de l'eau de mer dans la lagune a été en moyenne de 37,1 ‰, celle de l'eau interstitielle, à 50 cm de profondeur, de 37,03 ‰. Les marées y sont de faible amplitude : 78,5 cm pour les marées de vive-eau et 35,2 cm pour celles de morte-eau, pendant les mois de février et mars 1955.

Les sédiments ont été prélevés par colonnes de 10 cm de hauteur entre 0 et 80 cm de profondeur. Les analyses quantitatives et qualitatives, effectuées à l'aide de la technique imaginée par J.-P. Boisseau, ont porté sur 200 prélèvements provenant des différentes plages de l'île : pourtour de la lagune, bords du Gulf Stream, marais à palétuviers.

Alors que classiquement les sables coralliens sont réputés extrêmement

pauvres, voire abiotiques (*cf.* Wilson 1935, Pennak 1950, Delamare Deboutteville 1953), la méthode utilisée y a révélé une microfaune dont l'abondance et la variété sont supérieures à celles des sables siliceux de nos côtes tempérées.

A titre d'exemple, au point de vue quantitatif, la comparaison peut être établie avec un segment de plage du Bassin d'Arcachon, étudié en décembre 1954 avec les mêmes méthodes, et où la densité de peuplement variait de 39 à 484 animaux pour 75 cm^3 : à une des stations de Bimini la densité correspondante, en février-mars 1955, a varié de 66 à 1368 animaux.

Au point de vue qualitatif, la faune interstitielle des sables coralliens de Bimini renferme des représentants des groupes suivants : Turbellariés, Nématodes, Rotifères, Gastrotriches, Endoproctes, Polychètes, Oligochètes, Archiannélides, Mollusques, Tardigrades, Ostracodes, Harpaticoïdes, Isopodes, Hydracariens, Collemboles, etc. L'inventaire systématique de cette faune insoupçonnée reste entièrement à faire.

En ce qui concerne l'importance numérique relative des groupes les plus importants, mes recensements effectués à Bimini, comparés à ceux effectués à Arcachon, aboutissent aux différences globales suivantes :

	Bimini.	Arcachon.
Turbellariés	3 %	2 %
Epsilonématodes	31	11
Autres Nématodes	29	59
Polychètes	2	0,5
Oligochètes	2	5
Tartigrades	0,2	15
Harpacticoïdes	24	6
Autres groupes	8,8	2,5

Des études en cours préciseront la répartition quantitative et qualitative, horizontale et verticale, de cette faune, ses variations, ses migrations et leur déterminisme.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude comparée de la constitution des acides ribonucléiques du pancréas et du foie chez le Rat.* Note de MM. **Paul Mandel**, **Jacques-David Weill** et **Marc Ledig**, présentée par M. René Fabre.

On décrit une technique permettant une détermination quantitative des ribonucléotides des acides ribonucléiques (ARN) tissulaires sans purification préalable. Les ARN totaux du foie et du pancréas ainsi analysés s'avèrent sensiblement identiques. L'attaque de l'ARN du pancréas durant sa préparation par la ribonucléase explique les taux élevés de guanine qu'on a signalé.

Il est généralement admis que l'acide ribonucléique (ARN) extrait du pancréas accuse une teneur en guanine bien plus élevée que les ARN

extraits d'autres organes tels que le foie, le thymus et la rate ([1]) à ([7]). Cependant J. E. Bacher et F. W. Allen ([8]) constatent qu'en procédant à l'extraction préalable de la ribonucléase, le rapport de l'azote guanylique à l'azote total de l'ARN isolé du pancréas est nettement inférieur à celui d'autres préparations de cet acide nucléique (AN). On sait d'autre part que, sous l'effet de la ribonucléase, le reste polynucléotidique qui résiste à l'enzyme est particulièrement riche en guanine. Il y avait donc lieu de se demander si la différence entre l'ARN du pancréas et celui d'autres tissus, mise en évidence par divers auteurs, n'est pas la conséquence d'une attaque de l'AN du pancréas par sa propre ribonucléase au cours de l'isolement et de la purification. Pour répondre à cette question, il convient d'analyser l'ARN en évitant à la fois l'effet de la ribonucléase et des purifications qui dégradent la chaîne polynucléotidique. C'est ce qui est rendu possible grâce à une méthode que nous avons mise au point. Celle-ci offre également l'avantage de permettre l'analyse de tissus d'animaux de petite taille, car elle élimine la nécessité de la séparation des protéines, manipulation qui réduit considérablement le rendement en AN des préparations.

Voici les principes de cette méthode : séparation des composés acidosolubles du tissu à l'acide trichloracétique; délipidation au kumagawa; hydrolyse par la soude N/3 à 37° pendant 18 h; séparation des ribonucléotides selon G. Schmidt et S. J. Thannhauser ([9]); précipitation de ces ribonucléotides par l'acétate de plomb; enlèvement du plomb par l'hydrogène sulfuré; concentration sous vide et chromatographie sur papier Whatman n° 1. Nous utilisons comme solvant d'une part le butanol tertiaire chlorhydrique pendant 24 h à 27°, et d'autre part le *n*-propanol ammoniaque pendant 48 h suivi par un écoulement d'isobutyrate d'ammonium effectué dans le même sens pendant 15 h. Ce mode opératoire assure l'élimination des composés gênants et la pureté des nucléotides séparés. Le repérage des spots s'effectue en lumière ultraviolette monochromatique ([10]) et l'élution par l'acide chlorhydrique N/10. Le dosage s'opère par la mesure de l'absorption dans l'ultraviolet à la longueur d'onde d'absorption maximum de chaque nucléotide. Nous effectuons parallèlement le dosage du phosphore et les résultats offrent une concordance très satisfaisante. Appliquant notre technique, nous avons analysé l'ensemble des ARN d'une part du foie entier et du cytoplasme hépatique séparé des noyaux, d'autre part du pancréas de rats.

([1]) E. Jorpes, *Acta Med. Scand.*, **68**, 1928, p. 503 et *Biochem. J.*, **28**, 1934, p. 2097.
([2]) P. A. Levene et E. Jorpes, *J. Biol. Chem.*, **86**, 1930, p. 389.
([3]) H. Steudel, *Z. Physiol. Chem.*, **241**, 1936, p. 84.
([4]) E. Vischer et E. Chargaff, *J. Biol. Chem.*, **176**, 1948, p. 715.
([5]) S. E. Kerr, K. Seraidarian et M. Wargon, *J. Biol. Chem.*, **181**, 1949, p. 773.
([6]) E. Volkin et C. E. Carter, *J. Amer. Chem. Soc.*, **73**, 1951, p. 1516.
([7]) P. Boulanger et J. Montreuil, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **33**, 1951, p. 791.
([8]) *J. Biol. Chem.*, **183**, 1950, p. 641.
([9]) *J. Biol. Chem.*, **161**, 1945, p. 83.
([10]) R. Markham et J. D. Smith, *J. Biol. Chem.*, **45**, 1949, p. 294.

Les organes rapidement prélevés ont été congelés dans un mélange d'acétone et de neige carbonique et soumis d'emblée au traitement indiqué plus haut. Il est évident que, dès la congélation, toute activité enzymatique se trouvait bloquée. Il en était de même dans les opérations consécutives. Nous avons pu examiner ainsi la constitution des ARN avant que toute activité ribonucléasique ait pu intervenir, évitant également une dégradation qu'entraînent les méthodes de purification ayant pour but la séparation des protéines.

Composition des acides ribonucléiques du foie entier, du cytoplasme hépatique et du pancréas. Valeurs exprimant en phosphore la part de chaque ribonucléotide dans le phosphore ribonucléique total.

		Acide			
Organe.	Nombre exp.	guanylique (%).	uridylique (%).	cytidylique (%).	adénylique (%).
Foie	14	31,1	21,7	27,0	20,2
Foie (cytoplasme seul)	9	31,1	21,4	27,8	19,7
Pancréas	6	32,1	21,5	27,0	19,4

Il résulte de l'examen du tableau qui représente nos résultats que les taux des divers ribonucléotides dans l'ARN du foie et du pancréas sont très semblables. Ainsi, non seulement la teneur en guanine de l'ARN du pancréas diminue quand on évite l'activité ribonucléasique comme l'ont constaté Bacher et Allen ([8]), mais la répartition des quatre ribonucléotides s'avère très voisine dans les deux organes considérés. Dans ces conditions, on ne peut admettre une constitution particulière de l'ensemble des ARN du pancréas par rapport à celle des AN d'autres tissus. Les différences observées paraissent devoir être mises avant tout sur le compte de l'activité ribonucléasique qu'ont subie les préparations d'ARN du pancréas avant leur étude qualitative. Ceci n'exclut pas la présence d'ARN de constitutions différentes au sein de chaque tissu, comme l'ont montré Davidson et coll. ([11]).

MICROBIOLOGIE. — *Une souche de bacille tuberculeux isoniazido-résistante peut-elle devenir sensible?* Note de M. **Miloutine Djouritchitch** et Mme **Boyona Bandour-Mandelson**, transmise par M. Gaston Ramon.

Le grand succès obtenu avec les différentes substances tuberculostatiques dans le traitement de la tuberculose humaine est notamment diminué par la possibilité et la facilité du bacille de Koch de devenir résistant vis-à-vis de ces substances.

([11]) G. W. Crosbie, R. M. S. Smellie et J. N. Davidson, *Biochem. J.*, 54, 1953, p. 287.

Tous les travaux expérimentaux comme les observations cliniques sont d'accord pour admettre que lorsqu'une souche devient résistante à un tuberculostatique correspondant, le traitement poursuivi reste sans aucun effet.

Les travaux parus jusqu'à présent montrent en général que la souche devenue résistante vis-à-vis de la streptomycine garde cette résistance indéfiniment. Cependant quelques auteurs ont trouvé que la souche de bacille tuberculeux devenue résistante vis-à-vis de l'isoniazide, mais dans une faible mesure, perd sa résistance. Ces auteurs déclarent que cette résistance pour être réversible, ne doit pas être plus grande que 1 $\mu g/cm^3$ de milieu.

Dans un travail publié avec V. Rodoytchitch, nous nous sommes servis d'une souche de bacille tuberculeux résistant en même temps à plus de 100 $\mu g/cm^3$ de streptomycine et entre 10 et 100 $\mu g/cm^3$ d'isoniazide. Les cobayes qui ont été inoculés avec cette souche ne réagissent pas du tout au traitement effectué soit avec chacun de ces tuberculostatiques, soit avec le mélange. Tous les animaux sont morts dans les mêmes délais que les cobayes témoins non traités. A l'autopsie, les animaux montraient des lésions de tuberculose généralisée.

Huit mois plus tard, nous avons inoculé à une nouvelle série de cobayes cette même souche de bacille tuberculeux qui, pendant ces huit mois, avait été réensemencée à quatre reprises différentes sur le milieu de Lœwenstein.

Ces animaux sont alors traités par l'isoniazide. Cette fois le traitement se montre tout à fait efficace. Ensuite nous avons isolé la souche chez des cobayes témoins non traités et avec cette souche comme avec la souche originale, nous avons fait une détermination de sensibilité vis-à-vis de l'isoniazide et de la streptomycine, *in vitro*.

Cette fois, nous avons pu constater que cette souche, résistante avant huit mois avait perdu sa résistance vis-à-vis de l'isoniazide et était devenue sensible à 0,01 $\mu g/cm^3$. Cependant cette souche gardait sa résistance vis-à-vis de la streptomycine.

Nous avons répété le même essai avec une souche « standard résistante » vis-à-vis de l'isoniazide. Cette fois nous n'avons pas obtenu la perte de résistance. Cette constatation confirme que toutes les souches de bacille tuberculeux résistant à l'isoniazide ne réagissent pas de la même manière.

Ces expériences nous ont démontré que la souche de bacille tuberculeux qui devient isoniazido-résistante peut au cours de délais variables devenir de nouveau sensible. Cette constatation expérimentale ne nous semble pas dénuée d'intérêt, ni du point de vue théorique, ni du point de vue pratique. Nous y reviendrons dans des études ultérieures.

IMMUNOLOGIE. — *Mise en évidence d'un antigène spécifique dans les vignes atteintes de la dégénérescence infectieuse.* Note de M. **Pierre Maillet**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

La dégénérescence infectieuse des vignes, dont les symptômes ont été officiellement définis à la XXVI[e] session de l'Office International du Vin à la Sorbonne en 1947, a déjà fait l'objet de nombreux travaux qui conduisent à l'interprétation d'une maladie à virus.

Il était dès lors logique d'essayer d'en effectuer une détermination par la méthode sérologique. Dans ce but, des lapins ont été inoculés, soit par voie intrapéritonéale, soit par voie intraveineuse, et pendant deux mois deux fois par semaine, avec du jus brut de vignes atteintes au dernier degré de dégénérescence infectieuse. L'extrait de jus de feuilles (préalablement congelées une nuit à — 10°) était centrifugé 20 mn à 3 500 t/mn, de manière à éliminer uniquement les débris cellulaires. Les doses d'inoculation ont pu atteindre 7 cm^3 en une seule fois sans choquer outre mesure les lapins.

Deux mois après les premières injections, nous avons cherché, par la méthode de réaction par précipitation à mettre en évidence un antigène spécifique dans notre lot de vignes malades. Cet antigène était fourni par des feuilles de *Rupestris* du Lot, originaire des collections de l'École Nationale d'Agriculture de Montpellier. Le lot témoin provenait d'un clône du *Rupestris* du Lot multiplié à la Station Biologique des Eyzies, et présentant des caractères sanitaires satisfaisants.

Nous nous sommes heurté dès les premières réactions à un obstacle majeur dû, d'une part à la grande acidité du jus brut de vigne (voisin de pH 4), et d'autre part à la différence de cette acidité dans les deux lots. Le jus de vignes saines avait un pH plus faible de l'ordre de 3,5. Cette grande acidité des jus déterminait des précipitations spontanées, dues principalement aux abondants tannins qu'ils contenaient, précipitations plus abondantes même dans le cas des vignes saines à pH faible.

Après diverses séries d'essais (effectués sur un sérum de lapin non inoculé) avec du jus de vigne ajusté à différents pH par adjonction de NaOH N, nous avons pu éliminer le facteur de précipitation spontanée, au voisinage de pH 5,5.

Mais ayant procédé, par injection de jus brut de vignes malades, nous avons dû éliminer l'action antigénique des protéines de la plante par saturation de l'immun sérum (18 h) avec du jus de plantes saines.

La réaction de précipitation, effectuée à la température du laboratoire soit à 25° environ, est alors sensible (avec le jus de vignes malades) pour des dilutions de jus du 1/10[e] au 1/100[e], et très légèrement au 1/500[e]. La

dilution du sérum au cours de ces réactions était de 1/10e. La réaction est de même sensible aux dilutions sérums de 1/25e au 1/1000e avec une dilution jus de 1/10e. Elle est entièrement négative dans les deux cas avec du jus de vignes provenant du lot sain.

Ces premiers essais méritent d'être poursuivis et confirmés. L'emploi de jus plus purifié, pourrait vraisemblablement donner des résultats positifs à des dilutions plus faibles. Nous pensons détenir déjà par ce procédé une arme nouvelle et efficace pour diagnostiquer la dégénérescence infectieuse, notamment dans le cas de transmission par insectes piqueurs (Phylloxéra par exemple).

IMMUNOCHIMIE. — *L'analyse immunoélectrophorétique des sérums de myélomes.* Note (*) de MM. **Pierre Grabar**, **René Fauvert**, **Pierre Burtin** et **Lucien Hartmann**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

L'analyse immunoélectrophorétique des sérums de myélomes permet une étude particulièrement fine des anomalies protéiques. Ces anomalies portent sur les γ et la β-2-globuline. Elles sont quasi constantes, même si l'électrophorèse paraît normale. Ces résultats permettent de discuter la classification en γ et β myélomes.

L'étude des protéines sériques dans la maladie de Kahler a déjà fait l'objet de nombreux travaux, basés sur la chimie, l'électrophorèse ou l'immunologie. Nous croyons intéressant de rapporter les résultats obtenus grâce à la nouvelle méthode mise au point par l'un de nous avec C. Williams, l'analyse immunoélectrophorétique ([1]).

Les principales anomalies observées portent sur les γ et la β-2-globuline.

1. Le trait de précipitation des γ-globulines est normalement unique et très allongé, se prolongeant dans toute la zone des β-globulines pour atteindre parfois les α-2-globulines. Plusieurs types de modifications peuvent être observés :

— Tantôt il existe une augmentation souvent considérable d'une zone très localisée des γ-globulines, se traduisant par un épaississement important du trait de précipitation dans cette zone. Cette anomalie est très variable dans son siège, allant des plus lentes aux plus rapides des γ-globulines. En même temps les autres γ-globulines sont diminuées ou même disparaissent.

— Tantôt il existe un trait de précipitation supplémentaire qui se raccorde partiellement à celui des γ-globulines et se situe en avant de lui, cet aspect étant très évocateur d'une réaction d'identité partielle. Ce trait supplémentaire disparaît après épuisement des anticorps anti-

(*) Séance du 4 juillet 1955.

([1]) P. Grabar et C. A. Williams Jr, *Bioch. Bioph. Acta*, **10**, 1953, p. 193 et **17**, 1955, p. 67.

γ-globulines. Il s'observe en particulier chez les sujets ayant une protéinurie de Bence-Jones, et disparaît après épuisement de l'immunsérum par la protéine de Bence-Jones (du même malade). Il traduit donc la présence dans le sérum de la protéine de Bence-Jones. Mais un aspect analogue peut être réalisé sans qu'il y ait la moindre protéinurie.

2. Les anomalies de la β-2-globuline ne peuvent être étudiées qu'après épuisement préalable des anticorps anti-γ-globulines, le trait de précipitation de la β-2-globuline étant avec l'immunsérum employé habituellement, masqué par celui des γ-globulines. Le plus souvent la β-2-globuline est absente dans le sérum de myélomes, quelquefois elle est très diminuée. Parfois au contraire, existe un trait de mobilité β-2 important et de forme anormalement incurvée.

Ces diverses anomalies se groupent de manière variable. Elles sont quasi constantes. Sur 30 myélomes étudiés, un seul avait un diagramme immunoélectrophorétique normal, un autre avait uniquement une disparition de la β-2-globuline. Tous les autres avaient des anomalies des γ-globulines, et pour la plupart de la β-2-globuline.

Nous avons d'autre part étudié les relations qui existent entre ces anomalies et le type électrophorétique des myélomes.

Sur 12 γ-myélomes, 10 montraient avec netteté l'image d'augmentation localisée des γ-globulines. Dans les deux autres cas, une précipitation massive des globulines peu solubles rendait difficile l'interprétation du diagramme. Quant à la β-2-globuline, elle manquait huit fois sur neuf cas étudiés.

Dix β-myélomes avaient des images plus variées. Dans tous les cas existait une anomalie des γ-globulines de l'un ou l'autre type. La γ-2-globuline était absente quatre fois, diminuée deux fois, donnait un trait de précipitation anormalement net dans les quatre derniers cas. Les anomalies électrophorétiques des β-myélomes peuvent donc être dues uniquement à une augmentation des γ-globulines au sens immunochimique du mot, ailleurs elles relèvent de faits plus complexes.

Les anomalies ne sont pas moins diverses dans les myélomes de mobilité intermédiaire (trois cas) et pour les sérums au tracé électrophorétique apparemment normal. Enfin un sérum anormalement pauvre en γ-globulines n'avait pas non plus de β-2-globuline.

La valeur diagnostique de ces faits ne peut à l'heure actuelle être considérée comme formelle, mais il est déjà certain que l'analyse immunoélectrophorétique donne dans la maladie de Kahler des renseignements d'une finesse et d'une sensibilité remarquables.

A 15 h 45 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h. L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de juin 1955.

Donzère-Mondragon. Numéro hors série de *La houille blanche*. Grenoble, 1955; 1 vol. 31 cm (présenté par M. Ch. Jacob).

Physique générale et expérimentale. Vol. I : *Mécanique physique*. Vol. II : *Chaleur thermodynamique : États de la matière*. Vol. III : *Vibrations mécaniques. Acoustique*, par Pierre Fleury et Jean-Paul Mathieu. Paris, Eyrolles, 1955; 3 vol. 25 cm.

France et Brésil. Avant-propos de Charles Braibant. 24 mai-27 juin 1955, Paris, Hôtel de Rohan; 1 vol. 23 cm.

Introduction à l'étude de la couche limite, par Edmond-A. Brun. Paris, Gauthier-Villars, 1955; 1 vol. 25 cm.

Les ions en solution. I. *Équilibres électrochimiques*. II. *Cinétique électrochimique*, par René Audubert. Paris, Presses universitaires de France, 1955; 2 fasc. 19 cm.

Étude sur les Juglandaceae. A la recherche d'une conception morphologique de la fleur femelle et du fruit, par Jean F. Leroy. *Thèse*. Lons-le-Saunier, Imprimerie Maurice Declume, 1954; 1 vol. 26 cm.

Traité de paléontologie. T. V. *La sortie des eaux, naissance de la tétrapodie. L'exubérance de la vie végétative. La conquête de l'air. Amphibiens, Reptiles, Oiseaux*, par Jean Piveteau, Jean-Pierre Lehmann, Erik Jarvik, Colette Dechaseaux, Eigil Nielsen, Pierre de Saint-Seine, Bernard Peyer, Émile Kuhn-Schnyder, Frédéric-Marie Bergounioux, Robert Hoffstetter, Johan Kälin, Albert F. de Lapparent, René Lavocat. Paris, Masson, 1955; 1 vol. 25 cm (présenté par M. Ch. Jacob).

Académie bulgare des sciences. *Metody Popov* 1881-1954. Sofia, 1954; 1 vol. 21 cm.

The Role of humoral agents in nervous activity, by Bruno Minz. Springfield, Charles C. Thomas, 1955; 1 vol. 22,5 cm.

Star-Streaming and spiral structure, by Bertil Lindblad, *in Stockholms observatoriums Annaler*. Band 18, n° 6. Stockholm, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB. Berlin, Natura Buchhandlung; London, Lewis and Co; Paris Librairie Klinsksieck, 1955; 1 fasc. 28,5 cm.

Index generalis 1954-1955, dirigé par S. de Montessus de Ballore. Paris, Dunod, 1955; 1 vol. 24 cm (présenté par M. P. Montel).

(*A suivre*).

